VOL. IX - N. 1 GENNAIO 1956

ANNALI
DI
GEOFISICA

RIVISTA DELL'ISTITUTO NAZIONALE DI GEOFISICA

Fondata da ANTONINO LO SURDO

ROMA

ANNALI DI GEOFISICA

SOTTO GLI AUSPICI DEL CONSIGLIO NAZIONALE DELLE RICERCHE

PUBBLICAZIONE TRIMESTRALE

SOMMARIO

Direttore: Prof. Enrico Medi

Responsabile: Prof. *Pietro Caloi*

ANNALI DI GEOFISICA

Vol. IX - 1956

INDICE GENERALE

INDICE DEGLI AUTORI



PROF. MARIO TENANI
(1886-1955)

L'Istituto Nazionale di Geofisica esprime il suo più profondo cordoglio per la dipartita del Prof. Mario Tenani, illustre scienziato, ricercatore e organizzatore nel campo delle scienze geofisiche.

MAGNITUDE AND ENERGY OF EARTHQUAKES

B. Gutenberg - C. F. Richter

This paper is in continuation of previous investigations (Gutenberg and Richter, Paper I, 1942; Paper II, 1956).

The earthquake magnitude has statistical and other uses independent of the relation between magnitude and energy. Indeed, it is possible that there is no complete one-to-one correlation between magnitude and energy for large and complex tectonic events. Even so, a mean or representative relation is a legitimate object of inquiry.

In attempting to refine the magnitude-energy relation it was found (Paper II) that three imperfectly consistent magnitude scales had been in use:

M_L determined from records of local earthquakes according to the original definition (Richter, 1935);

M_S from the amplitudes of surface waves for shallow teleseisms, (Gutenberg and Richter, 1936; Gutenberg, 1945 a);

m_B from the amplitude/period ratio of body waves for teleseisms, shallow and deep-focus (Gutenberg, 1945 b, c).

The two latter were originally adjusted to coincide near $M = 7$, but were later found to diverge linearly so that

$$M_S - m_B = a\,(M_S - b) \qquad [1]$$

For a number of years reductions were carried out with $a = 1/4$, $b = 7$, converting values of m_B into the corresponding M_S. The result of this reduction may be designated M_B. The final value given for M was a weighted mean between M_B and M_S. This may be taken as defining M without subscript.

The adjustment between M_S and M_B can now be performed with considerable accuracy, using the relation [1] with revised parameters $a = 0.37$, $b = 6.76$. This is equivalent to

$$m_B = 0.63\ M_S + 2.5 = M_S - 0.37\ (M_S - 6.76) \qquad [2]$$

The revision is based on a large body of data. Magnitudes have been derived by the senior author, from surface waves and from body waves separately, for a selection of better recorded large shallow earth-

quakes as listed by Gutenberg and Richter (1954). Those for which there was suspicion of depth in excess of the normal (believed to be about 25 km.) were rejected. Values of m_B were plotted against those of M_S, and [1] derived from the plot. The values $a = 0.37$, $b = 6.76$ are comparable with those found by Bath (1955) as follows:

Station	Body wave used	a	b
Uppsala	PZ	0.45	6.3
	PH	0.46	6.4
	SH	0.23	5.6
Kiruna	PZ	0.59	6.2
	PH	0.50	6.5
	SH	0.30	6.1

At Pasadena, a weighted mean is taken between m_B as found directly from body waves, and m_S, the corresponding value derived from M_S by applying the relation [1], or still better from tables and charts set

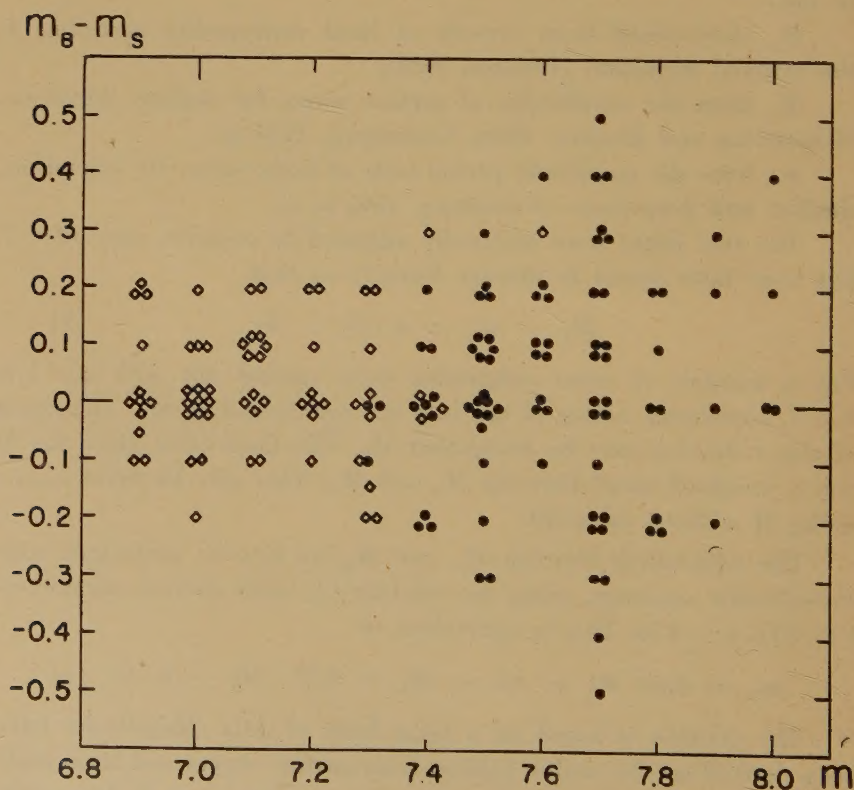


Fig. 1

up to give m_S directly from surface wave data. This weighted mean is designated the *unified magnitude* denoted by m.

In Figure 1 residuals $m_B - m_S$ on the basis $a = 0.37$, $b = 6.76$ are

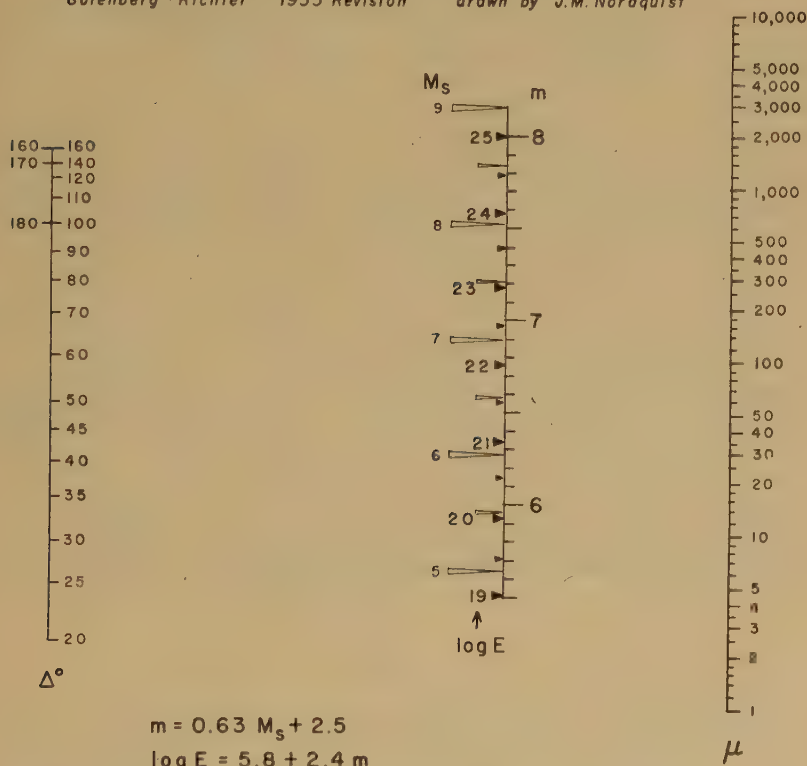


Fig. 2

plotted against m, using amplitude and period data from all available station bulletins,

(1) for all shocks in Table 13 of Gutenberg-Richter (1954) for which there was no indication of depth exceeding 30 km., excluding all uncertain or doubtful magnitudes;

(2) using all similar data for Table 14 (*ibid.*) for 1936-1939 and

1950-1952 (inclusive). There is little indication of systematic deviation from the axis of zero residuals. The slight apparent excess of positive residuals may be due to the use of a few shocks with depths somewhat greater than supposed, which should result in a decrease of m_S.

Comparable data for magnitudes below 7 are rare. Ten of eleven shocks in the California region, with magnitudes near 6, give $m_B - m_S$ from $+0.1$ to -0.2; the eleventh gives -0.4.

Figure 2 is a nomogram prepared by Mr. J. M. Nordquist for the direct determination of m_S from surface wave amplitudes. The corresponding values of M_S and of log E from equation [6], are also indicated.

The adjustment of M_L to m or M cannot yet be determined so closely as that of m to M, but can be stated with an error not likely to exceed 0.5 magnitude unit for those shocks (magnitudes 3 to 6) most often rated in terms of M_L. Representative results are given in Table 1. Values in parenthesis are outside the observable range.

Until 1954, the writers generally reported magnitudes for large deep shocks, and for large shallow teleseisms as determined from body waves, effectively in terms of M_S, first determining m_B and then correcting to M_S by applying equation [1] or an earlier approximation to it. The correction was usually applied only to shocks of magnitude 7 or over.

It now develops (see Paper II) that many outstanding difficulties disappear if the linear relation [2] is consistently extended to magni-

TABLE 1

Values of M, m and log E for given values of M_L, using

$$M = 1.27\,(M_L - 1) - 0.016\,M_L^2,\quad m = 0.63\,M + 2.5,$$

$$\log E = 5.8 + 2.4\,m \; (E = \text{energy in ergs})$$

M_L	3	4	5	6	7	8	9
M	(2.4)	(3.6)	4.7	5.8	6.8	7.9	(8.9)
m	(4.0)	(4.7)	5.4	6.1	6.8	7.5	(8.1)
log E	15.4	17.2	18.9	20.5	22.1	23.7	(25.2)

tudes below 7. Whereas shocks of the largest magnitude record with surface waves relatively large compared with the body waves, shocks of magnitude below 7 show relatively small surface waves when recorded at teleseismic distances. Many long-period instruments do not record such shocks clearly; this makes assignment of magnitude from the data of distant stations difficult. Short-period instruments in such

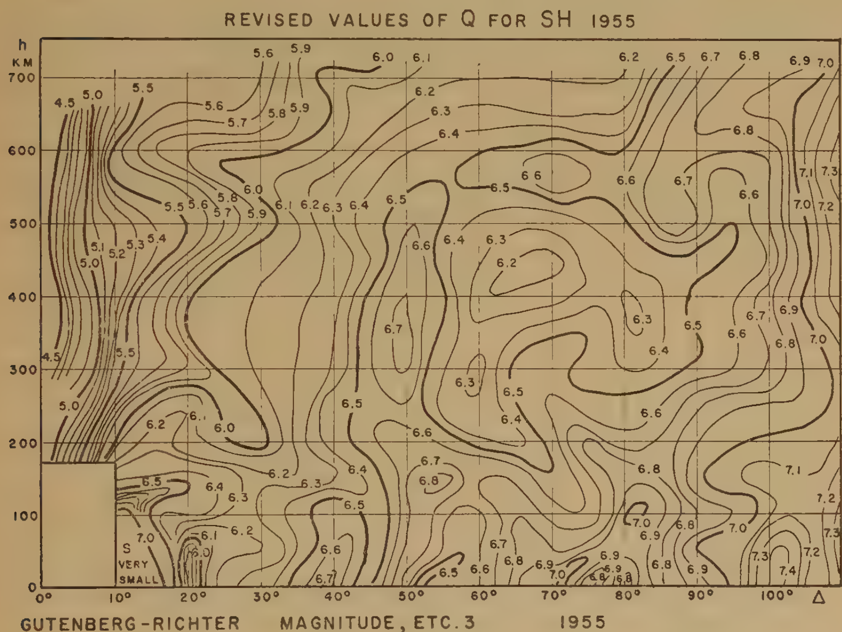


Fig. 3

cases may show a measurable P; the absence of recorded surface waves is then sometimes misinterpreted as evidence for deep focus.

When equation [2] is used, and data for both body waves and surface waves are available, two different determinations are in effect available for either m or M. The equation gives $m_B = M_S$ for a value near 6 3/4. When the magnitude does not greatly differ from this figure, problems of adjustment are minor, and reduce to judgement as to the relative reliability of the two groups of data.

Although at present many more stations report amplitudes for surface waves than for body waves, some ten years' experience indicates that m_B provides the better data in practice as shown by fewer

systematic errors and more consistent results, as well as being theoretically preferable.

In using station bulletins to determine M_S, the maxima of surface waves can be used for magnitude only when the period is near 20 seconds. If the period is not specified, there is risk that the reported

REVISED VALUES OF Q FOR PPZ, 1955

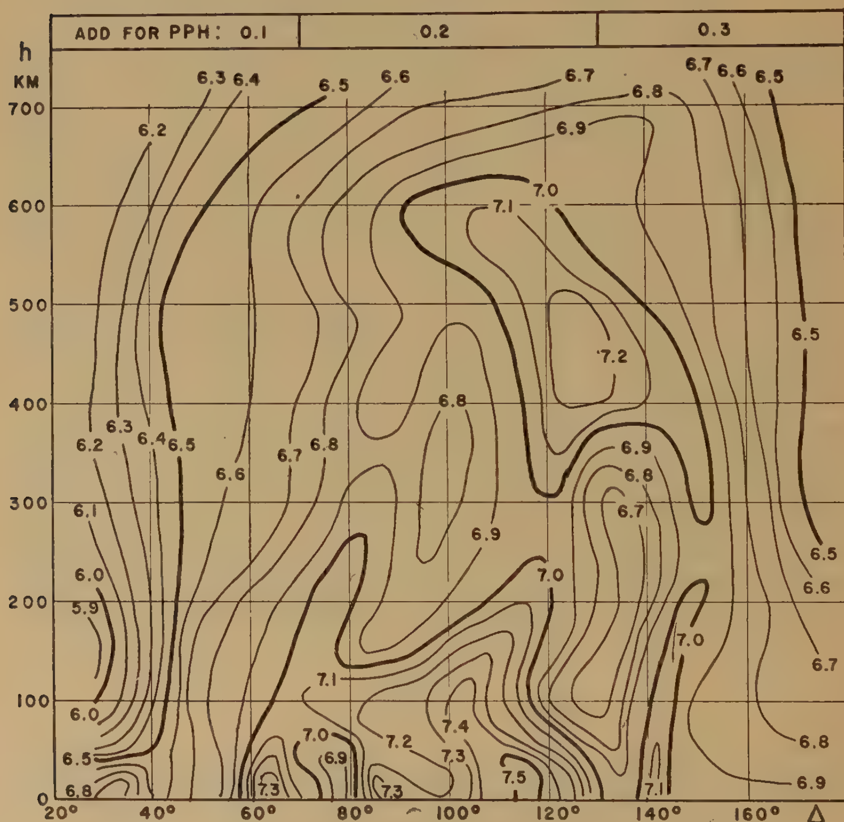


Fig. 4

maximum amplitude may refer to much longer or shorter waves, which seriously falsifies M_S.

With some exceptions, magnitudes currently being reported in station bulletins are either M_L determined from nearby stations, or M_S. There is less general determination of m_B, and the relation in equation [1] or [2] is often overlooked. Occasionally M_S is even given for deep shocks as found directly from surface waves; if the hypo-

center is deeper than about 30 km., calculation on this basis gives too low a value.

Routine station bulletins issued from Pasadena continue to list magnitudes M which are either M_L or M_S; but beginning with 1954 the annual list of large shocks also tabulates m, which is an intermediate step toward a definitive magnitude-energy relation.

The practical definition of the unified magnitude m consists in a system of tables and charts for calculating magnitude from the quotient amplitude/period for the maximum waves of the principal wave groups P, PP, and S. This quotient is used in the form

$$q = \log u/T \quad \text{or} \quad q = \log w/T \qquad [3]$$

where u and w are respectively the horizontal and vertical components of the ground displacements in microns and T the period in seconds. Each table or chart gives for all distances and focal depths a quantity Q such that for corresponding distance and depth

$$m = q + Q + s \qquad [4]$$

where s is a ground correction characteristic of the station used.

Charts and tables of this type were first given by Gutenberg (1945 b, c), where Q was designated A. Those accompanying the present paper (Table 2, Figs. 3, 4 and 5) represent no change in fundamental concept, but only a revision. The statistical processes by which the tables and charts published in 1945 were derived have now been repeated by the senior author using a much larger body of data, and, it is hoped, with greater precision. One effect has been to remove a persistent discrepancy between magnitudes determined from horizontal and vertical components; this discrepancy was discovered independently by Bath (1955).

This procedure places the unified magnitude m on a self-consistent and independent basis as satisfactory for teleseisms as that of M_L for local earthquakes, and with the great advantage of being applicable directly to seismograms recorded on instruments of all types and at all stations. If desired, a formal definition for m may be phrased as follows:

$$m - 7.0 = q \qquad [5]$$

at a distance of 90° for normal shallow focal depth, where $q = \log w/T$ refers to PZ, and the station constant s is taken as zero, representing average station ground conditions.

Table 2

VALUES OF 10 Q FOR SHALLOW SHOCKS

Δ	PZ	PH	PPZ	PPH	SH	Δ	PZ	PH	PPZ	PPH	SH	Δ	PZ	PH	PPZ	PPH	SH
16	59	60			72	56	68	71	69	70	66	96	73	76	72	74	71
17	59	60			68	57	68	71	69	70	66	97	74	78	72	74	72
18	59	60			62	58	68	71	70	71	66	98	75	78	72	74	73
19	60	61			58	59	68	71	70	72	66	99	75	78	72	74	73
20	60	61			58	60	68	71	71	73	66	100	74	77	72	74	74
21	61	62			60	61	69	72	72	74	67	101	73	76	72	74	74
22	62	63			62	62	70	73	73	74	67	102	74	77	72	74	74
23	63	64			62	63	69	73	73	74	67	103	75	79	72	74	73
24	63	65			62	64	70	73	73	75	68	104	76	79	73	75	73
25	65	66			62	65	70	74	73	75	69	105	77	81	73	75	72
26	64	66			62	66	70	74	73	74	69	106	78	82	74	76	72
27	65	67			63	67	70	74	72	74	69	107	79	83	74	76	72
28	66	67			63	68	70	74	71	73	69	108	79	83	74	76	72
29	66	67			63	69	70	74	70	72	69	109	80	84	74	76	72
30	66	68	67	68	63	70	69	73	70	72	69	110	81	85	74	76	72
31	67	69	67	68	63	71	69	73	71	73	70	112	82	86	74	76	
32	67	69	68	69	64	72	69	73	71	73	70	114	86	90	75	77	
33	67	69	68	69	64	73	69	72	71	73	69	116	88		75	77	
34	67	69	68	69	65	74	68	71	70	72	68	118	90		75	77	
35	67	69	68	69	66	75	68	71	69	71	68	120			75	77	
36	66	68	67	68	66	76	69	72	69	71	68	122			74	76	
37	65	67	67	68	66	77	69	72	69	71	68	124			73	75	
38	65	67	67	68	66	78	69	73	69	71	69	126			72	74	
39	64	66	66	67	67	79	68	72	69	71	68	128			71	74	
40	64	66	66	67	67	80	67	71	69	71	67	130			70	73	
41	65	67	65	66	66	81	68	72	70	72	68	132			70	73	
42	65	67	65	66	65	82	69	72	71	73	69	134			69	72	
43	65	67	66	67	65	83	70	74	72	74	69	136			69	72	
44	65	67	67	68	65	84	70	74	73	75	69	138			70	73	
45	67	69	67	68	65	85	70	74	73	75	68	140			71	74	
46	68	71	67	68	66	86	69	73	73	75	67	142			71	74	
47	69	72	67	68	66	87	70	73	72	74	68	144			70	73	
48	69	72	67	68	67	88	71	75	72	74	68	146			69	72	
49	68	71	67	68	67	89	70	74	72	74	68	148			69	72	
50	67	70	67	68	66	90	70	73	72	74	68	150			69	72	
51	67	70	67	68	65	91	71	75	72	74	69	152			69	72	
52	67	70	67	68	65	92	71	74	72	74	69	154			69	72	
53	67	70	67	68	66	93	72	75	72	74	69	156			69	72	
54	68	71	68	69	66	94	71	74	72	74	70	158			69	72	
55	68	71	69	70	66	95	72	76	72	74	70	160			69	72	
												170			69	72	

Since the relation of M_L to m is not yet on a definitive basis, the authors suggest that the « Richter scale » as defined in 1935 be retained for determining magnitudes of local shocks. For teleseisms, the use of the unified scale m is preferred and strongly recommended. For magnitudes from about 5 1/2 to 7, the departure between the two

scales is within the usual limits of error under the now existing conditions of recording and reporting amplitudes. Gutenberg and Richter (1954) have not assigned magnitudes below 6 to shocks outside the California area (within which M_L is reported); such shocks are merely designated by the letter *d*. Above magnitude 7½ the scales diverge significantly; but then determinations from the data of numerous stations scatter increasingly, and it is advisable to distinguish

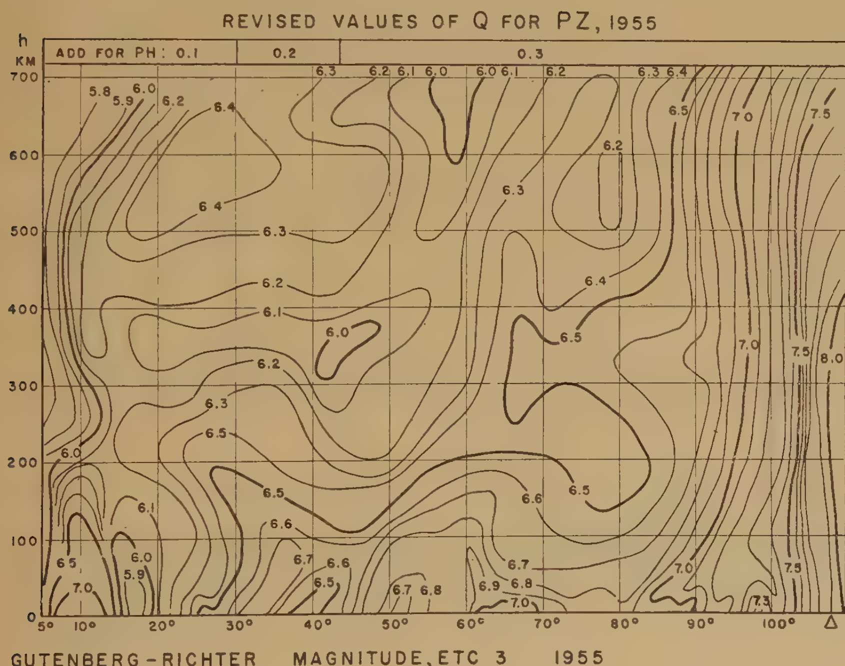


Fig. 5

carefully between determinations from body waves and from surface waves. It is urgent that magnitudes determined from seismograms at single stations should not be published unaccompanied by the amplitude and period readings on which they are based.

It is hoped that before many years have passed it will be possible to express the entire range of observed magnitudes in terms of the unified magnitude *m*.

Since the provisional use of *m* is especially intended for investi-

gations relating to energy, m is being published together with the energy calculated from it by the relation

$$log\ E = 5.8 + 2.4\ m \qquad [6]$$

to be established on a later page.

For most types of publication the writers think it preferable to follow a suggestion by Dr. L. B. Slichter, giving the value of log E

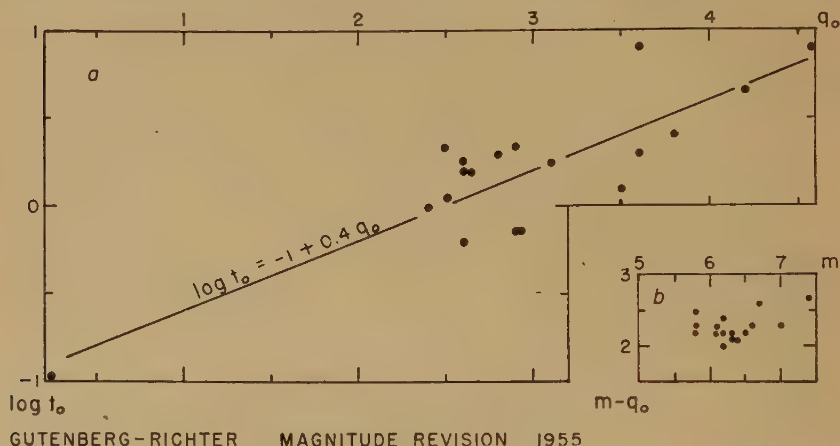


Fig. 6

together with equation [6], and so avoiding confusion due to use of numerically different magnitude scales.

Most calculations of the magnitude-energy relation depend directly or indirectly on the equation for a wave group from a point source, (see Paper II)

$$E = 2\pi^3 h^2 v \rho\ (A/T)^2 t \qquad [7]$$

where E is energy, h is linear distance from the source, v is velocity, ρ is density, A and T are amplitude and period of sinusoidal waves, and t is the duration of the wave group (which hence contains $n = t/T$ waves).

This applies at the epicenter when h is hypocentral depth, and includes a factor which takes account of the effect of the free surface. Taking $v = 3.4$ km/sec. for transverse waves, applying a factor 3/2 to allow for half as much energy in longitudinal waves, and using $h = 16$ km, $\rho = 2.7$ gm/cc, this reduces to

$$log\ E = 12.34 + 2\ q_0 + log\ t_0 \qquad [8]$$

where $q = log\ A/T$ and the subscript zero refers to the epicenter. A fundamental empirical equation is

$$q_0 = -0.6 + 0.8\ M_L - 0.01\ M_L^2 \qquad [9]$$

This is a revised result drawn from the plot of q_0 as a function of M for California shocks (Fig. 3, Paper II). Two further important equations are derived from plotted data (Figs. 6a and 6b):

$$log\ t_0 = -1 + 0.4\ q_0 \qquad [10]$$

and

$$q_0 = m - 2.3 \qquad [11]$$

For the latter result most of the data cover a relatively small range of m. Combining these

$$log\ t_0 = 0.4\ m - 1.9 \qquad [12]$$

On the other hand, if in [10] we substitute for q_0 its expression in terms of M_L from [9], we obtain

$$log\ t_0 = -1.24 + 0.32\ M_L - 0.04\ M_L^2 \qquad [13]$$

which differs only slightly from the corresponding equation set up empirically in paper II, showing that the derivation of [9] and [10] has been consistent.

Combining [9] and [11]

$$m = 1.7 + 0.8\ M_L - 0.01\ M_L^2 \qquad [14]$$

This is drawn on Fig. 7; it is not inconsistent with the plotted data.

If instead of [9] we had used the corresponding equation in Paper II, which has a larger coefficient of the quadratic term, the resulting equation replacing [14] would lead to calculated values of $M_B - M_L$ which for large m are systematically too small to suit the observations. This is the chief reason for revising the empirical relation between q_0 and M_L to the form [9].

If we apply the relation [2] to [14] we find

$$M_S = 1.27\,(M_L - 1) - 0.016\,M_L^2 \qquad [15]$$

Equation [6] results from substituting in [8] the expressions for q_0 and log t_0 from [11] and [12]. It has also been verified approximately by the following calculation. For a train of n $(= t/T)$ sinusoidal body waves, emerging to the surface of the earth at arc distance Θ

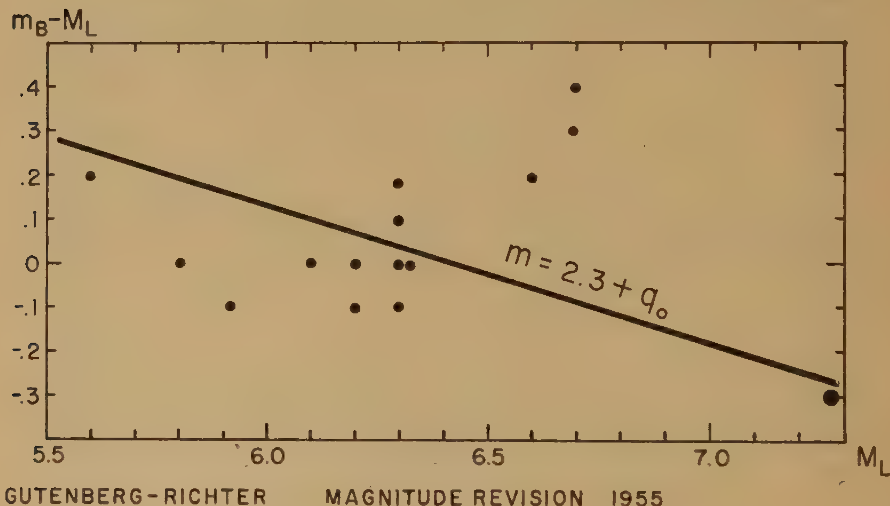


Fig. 7

from a surface source with horizontal ground displacement u, the total energy calculated as radiated from the source is

$$E = 8\pi^3 R^2 \rho\, v t (u/T)^2 / U^2 L \qquad [16]$$

where $$U^2/f_i^2 = \tan i\ di \,/\, \sin \Theta\ \ d\Theta \qquad [17]$$

Here E = energy, R = radius of the earth, ρ = density, v = velocity, t = duration of wave train, T = period, i = angle of incidence, f_i is a factor expressing the effect of the free surface as a function of i (otherwise it depends only on Poisson's ratio; see Gutenberg, 1944), and L is a factor to allow for absorption, scattering, internal friction, effects of discontinuities, etc.

There are several simplifying assumptions: the earth is taken as spherically symmetrical, the effect of hypocentral depth is neglected (it is easily corrected for), energy flux is calculated by the ray method

as used in geometrical optics, and the use of [16] to calculate total energy implies radiation equally in all directions from the source. In what follows it is assumed that 1/3 of the original energy is radiated as longitudinal waves, and a factor 3 is accordingly applied.

Analogous equations to [17] and [18] apply to the vertical component of ground displacement, replacing u by w and U^2 by a similar factor W^2.

We next take $\rho = 3$ gm/cc, $v = 6.3$ km/sec (applying to longitudinal waves), $R = 6370$ km; we also take $q = \log u/T$ or $q = \log w/T$, where u and w are expressed in microns. Taking the logarithm of [17] with proper attention to the units used, we arrive at

$$\log E \doteq 18.8 + \log t + 2q - \log U - \log L \qquad [19]$$

We now assume that $t = t_0$; this has been confirmed roughly by Dr. C. Lomnitz from seismograms recorded at Pasadena. Applying [12] with t in place of t_0, and putting $q = m - Q$,

$$\log E = 16.9 + 2.4\,m - 2Q - 2\log U - \log L. \qquad [20]$$

Comparing this with [6] we should have

$$2Q + 2\log U + \log L = 11.1 \qquad [21]$$

and a similar equation for the vertical component. Here, $2Q$ may be taken from Table 2, and log U can be calculated from [17]. Working this out for the vertical component of P waves, the following values of log L are found:

Θ	20°	42°	100°
log L	— 2.0	— 1.3	— 1.5

The calculation cannot be extended reliably to distances less than 20°. The contribution of absorption to log L should be about 0.4 near 100° and 0.3 at moderate distances. Loss by refraction at the Mohorovičić, Conrad, and other discontinuities in the crust may account for a few tenths in log L. This leaves about one unit in log L unaccounted for. If all assumptions are correct, energy flux is reduced to roughly one tenth within the first 20° of distance; this must occur within the upper 200 km of the mantle. If this is correct, we should expect a smaller constant term in the energy-magnitude relation corresponding to [6]

for shocks at greater depths. This would agree with the relatively low energy calculated by Sagisaka (1954) for a shock at a depth of 360 km. However, the constant term 5.8 in [6] and the coefficient 0.4 in [12] are not accurately fixed, and log *E* calculated from [6] may be in error by as much as one unit.

Contribution N. 750 — Division of the Geological Sciences — California Institute of Technology, Pasadena, California.

SUMMARY

Discrepancies arise among magnitudes as derived from local earthquake data (M_L), *body waves* (M_B), *and surface waves* (M_S). *The relation of* M_L *to the others is as yet not definitive; but*

$$M_S - m_B = a\,(M_S - b)$$

The latest revision gives $a = 0.37$, $b = 6.76$. *Pending further research it is recommended that* M_L *continue to be used as heretofore, but* M_S (*and ultimately* M_L) *should be referred to* m_B *as a general standard, called the unified magnitude and denoted by* m. *Tentatively*

$$\log E = 5.8 + 2.4\,m$$

(E *in ergs*). *Revised tables and charts for determining* m *are given.*

REFERENCES

Bath M. (1955) The Problem of Earthquake Magnitude Determination (Unpublished).

Gutenberg B. (1944) Energy Ratio of Reflected and Refracted Seismic Waves. Bull. Seismol. Soc. Amer., vol. 34, pp. 85-102.

— (1945 a) Amplitudes of Surface Waves and Magnitude of Shallow Earthquakes. Bull. Seismol. Soc. Amer., vol. 35, pp. 3-12.

— (1945 b) Amplitudes of P, PP, and S and Magnitude of Shallow Earthquakes. Bull. Seismol. Soc. Amer., vol. 35, pp. 57-69.

— (1945 c) Magnitude Determination for Deep-focus Earthquakes. Bull. Seismol. Soc. Amer., vol. 35, pp. 117-130.

Gutenberg B., and C. F. Richter (1936) On Seismic Waves (third paper) Gerlands Beiträge zur Geophysik, vol. 47, pp. 73-131.

GUTENBERG B., and C. F. RICHTER (1942) Earthquake Magnitude, Intensity, Energy and Acceleration. Bull. Seismol. Soc. Amer., vol. 32, pp. 163-191.

— (1954) Seismicity of the Earth, second ed., Princeton Press.

— (1956) Earthquake Magnitude, Intensity, Energy and Acceleration (Second Paper). Bull. Seismol. Soc. Amer. (in press).

RICHTER C. F. (1935) An Instrumental Magnitude Scale. Bull. Seismol. Soc. Amer., vol. 25, pp. 1-32.

SAGISAKA K. (1954) On the Energy of Earthquakes. Geophys. Mag. Tokyo, vol. 26, pp. 53-82.

LA VARIAZIONE « *Sq* » ALL'OSSERVATORIO DI GIBILMANNA

M. Giorgi - F. Molina

Premessa. — In un lavoro precedente (1) è stato esposto uno studio sugli indici « *K* » dell'Osservatorio di Gibilmanna in Sicilia. Il calcolo di essi è basato sulla conoscenza delle curve normali della variazione diurna: infatti, come si è visto, gli indici « *K* » forniscono una misura della attività geomagnetica prodotta dalla radiazione corpuscolare del Sole la quale può essere dedotta sottraendo al campo di variazione totale la porzione che ha origine invece dalla radiazione elettromagnetica (ultravioletta), rappresentata quasi totalmente dalla variazione *Sq*.

Si è ritenuto opportuno trattare a parte lo studio della *Sq* sia per la importanza intrinseca della conoscenza di essa, sia per le particolarità interessanti che essa presenta a Gibilmanna data la latitudine geomagnetica dell'Osservatorio, situato nella zona di transizione tra il tipo « polare » ed il tipo « equatoriale » dell'andamento diurno della componente *H*.

Le coordinate geografiche e geomagnetiche di Gibilmanna sono le seguenti:

φ	λ	Φ	λ	ψ
37° 59′, 4*N*	14° 01′, 2*E*	38° 28′ *N*	92° 13′ *E*	—14° 39′

Per tutte le altre notizie relative all'Osservatorio ed alle caratteristiche strumentali si rinvia alla nota citata.

La variazione Sq. — La variazione media *Sq*, computata per ogni componente in base ai cinque giorni calmi internazionali mensili e corretta della variazione non ciclica, contiene anche in generale una parte del campo di variazione lunare *L*, che potrebbe essere eliminata solo nel caso di una opportuna distribuzione nel ciclo lunare dei cinque giorni calmi.

La variazione *Sq* dipende dal tempo locale e dalla latitudine, pur potendo essere influenzata dalle particolarità geografiche dell'Osservatorio. Essa varia con la stagione e nel corso del ciclo solare: la variazione stagionale è caratterizzata da un massimo di ampiezze in estate,

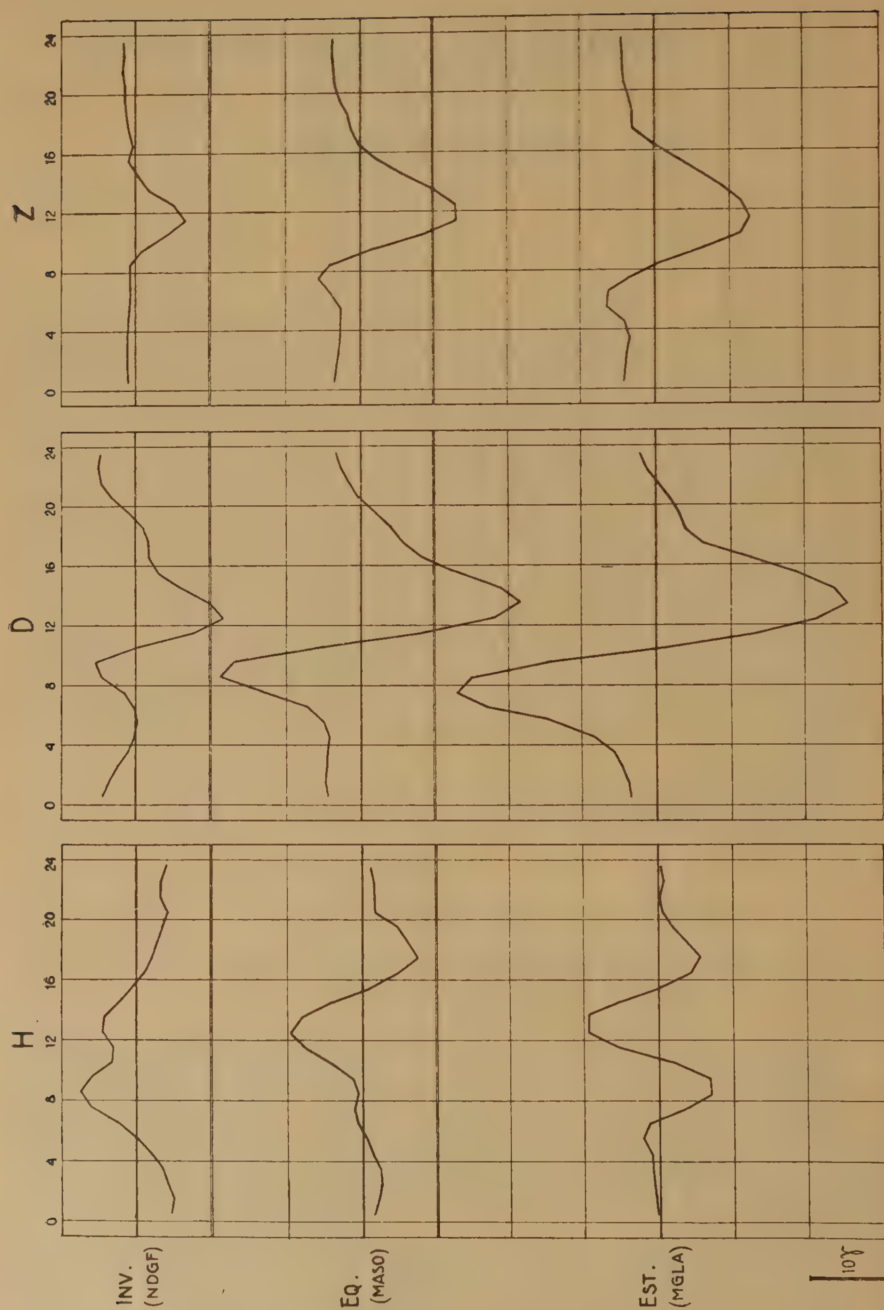


Fig. 1

mentre nel ciclo solare le massime ampiezze si verificano nella fase di massima attività, con aumenti variabili dal 50% al 100% rispetto al minimo di attività.

La *Sq* di Gibilmanna relativa alle componenti *H*, *D*, e *Z* è stata calcolata in base ai dati magnetici degli anni 1954-55. Il criterio di scelta dei giorni è stato il seguente: sono stati considerati tutti i giorni calmi internazionali per i quali il massimo indice planetario *Kp* era inferiore o uguale a 2+ e di cui esistevano le registrazioni complete per le tre componenti. La *Sq* così dedotta comprende evidentemente anche una parte del campo di variazione *L*, non computabile con i dati di due soli anni, che però si deve ritenere praticamente trascurabile (2) (3).

Le curve ottenute si riferiscono ad un periodo di minimo di attività solare, all'inizio della fase ascendente del nuovo ciclo.

Sono state calcolate in primo luogo le curve *Sq* per le tre componenti *H*, *D*, e *Z* distinte per i tre gruppi di mesi *NDGF* (inverno), *MASO* (equinozi), e *MGLA* (estate); le curve sono riportate nella fig. 1. Il numero di giorni utilizzati per il computo di ognuna delle curve è riportato nella tab. 1 (colonne prima, quarta e settima). Tutte le curve anche quelle riportate più avanti, sono riferite al tempo medio dell'Europa Centrale (T.M.E.C.) che differisce dal tempo locale dell'Osservatorio di soli 4 minuti circa. La scala dei grafici è stata scelta (salvo che per la fig. 2) in modo che la misura in ordinate di 2 γ corrisponda all'intervallo di un'ora in ascisse; le variazioni della *D* sono espresse in γ e considerate positive verso Est.

TABELLA 1

Numero dei giorni su cui sono computate le curve

	H_T	H_E	H_P	D_T	D_E	D_P	Z_T	Z_E	Z_P
Inverno	26	8	10	27	8	10	26	6	9
Fquinozi	33	23	7	43	23	43	43	23	7
Estate	40	19	33	39	18	12	39	17	14

Le curve sono state corrette per la variazione non ciclica, che rappresenta l'effetto del lento ristabilimento del valore assoluto delle com-

ponenti che segue le perturbazioni (*post perturbation effect* [2]). I valori della variazione non ciclica per tutte le curve sono riportati nella tabella 2.

I valori della escursione diurna per le tre componenti nei soliti tre gruppi di mesi di Lloyd ed i rapporti fra le ampiezze Equinozi/Inverno ed Estate/Inverno sono riportate nelle colonne prima, quarta e settima della tab. 3.

TABELLA 2

Variazione non ciclica delle singole curve in γ.

	H_T	H_E	H_P	D_T	D_E	D_P	Z_T	Z_E	Z_P
Inverno	+ 4,2	+ 4,1	+ 5,9	0,0	— 1,7	+ 0,2	— 1,3	— 3.3	— 1.1
Equinozi	+ 3,1	+ 2.4	+ 5.1	0,0	+ 0,2	+ 1,5	— 0,5	— 0,1	— 2,3
Estate	+ 2,1	+ 2,9	+ 0,5	0,0	— 0,6	+ 2,7	— 0,4	— 0,2	— 0,7

Dalla fig. 1 risulta evidente che per le componenti *D* e *Z* l'andamento della *Sq* è quello proprio della latitudine geomagnetica ($\Phi = 38°$) dell'Osservatorio [2, 3, 4]; anche il notevole aumento dell'ampiezza dall'inverno all'estate presenta le normali caratteristiche della nota variazione stagionale della *Sq*.

Per quanto riguarda invece la componente *H* si nota che essa non ha un andamento ben definito come le altre due componenti; inoltre la curva varia irregolarmente da stagione a stagione e l'aumento della ampiezza tra l'inverno e l'estate è pressoché irrilevante.

TABELLA 3

Ampiezza delle curve in γ *e rapporti Equin./Inv. e Est./Inv.*

	H_T	H_E	H_P	D_T	D_E	D_P	Z_T	Z_E	Z_P
Inverno	13.0	21.3	11.6	17.5	15.5	19.1	8.4	9.2	9.0
Equinozi	17,0	21,4	8,1	40,1	37,6	43,7	19,1	17,6	19,2
Estate	16,5	21,6	18,8	52,6	51,5	54,9	19,2	19,5	20,0
Equin. / Inv.	1,3	1,0	0,7	2,3	2,4	2,3	2,3	1,9	2,1
Est. / Inv.	1,3	1,0	1,6	3,0	3,3	2,9	2,3	2,1	2,2

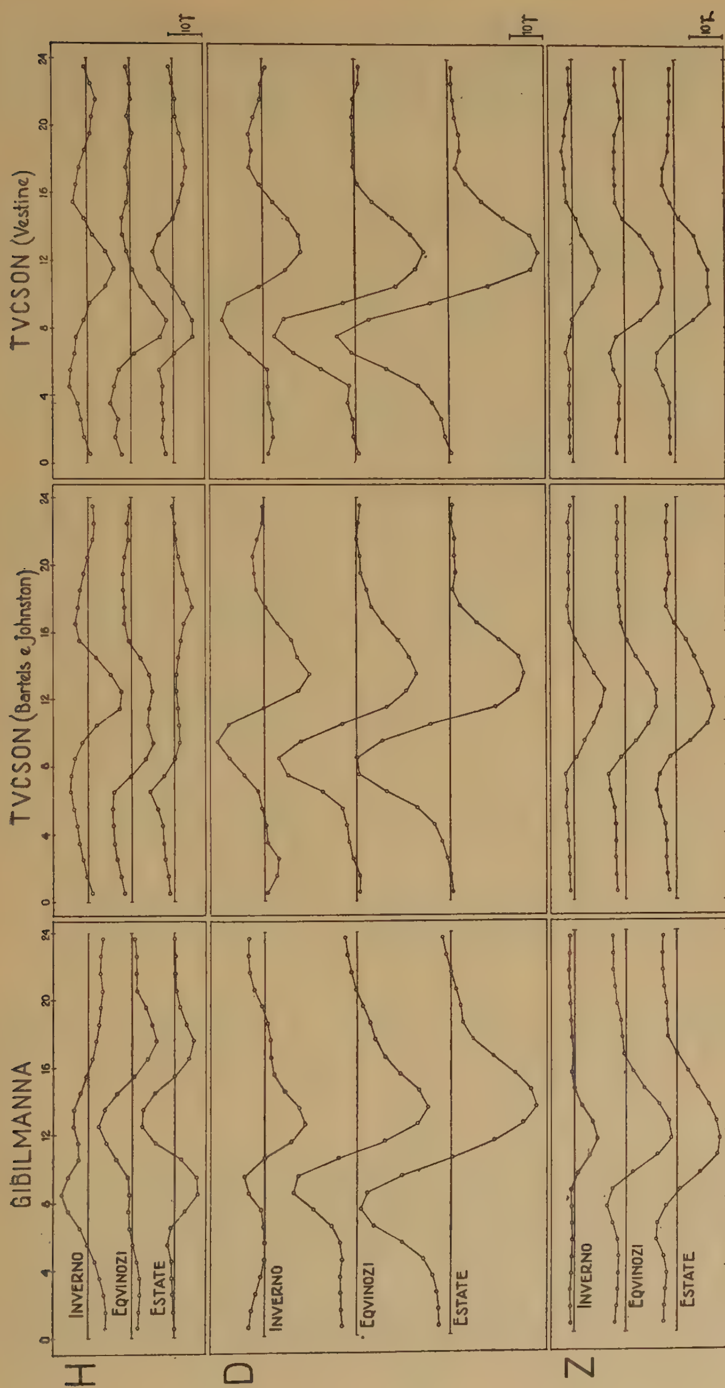

GIBILMANNA
TVCSON (Bartels e Johnston)
TVCSON (Vestine)
H
D
Z
INVERNO
EQVINOZI
ESTATE
10γ
0
4
8
12
16
20
24

Fig. 2

Anche questo andamento di H è proprio di tutti gli Osservatori in questa latitudine, come viene illustrato dalla fig. 2, dove a fianco alle curve di Gibilmanna vengono riportate per confronto quelle di Tucson (Lat. geomagn. 40°,4 N), ottenute da Bartels e Johnston (3) e da Vestine e collab. (4).

Le curve di Bartels e di Vestine si riferiscono anch'esse a periodi di minima attività solare: quelle di Vestine sono state calcolate per l'anno polare 1932-33 e quelle di Bartels si riferiscono ad altra epoca.

Dalla figura risulta evidente l'ottima concordanza tra gli andamenti e le ampiezze delle componenti D e Z; risulta pure altrettanto evidente la irregolarità della componente H ed inoltre è interessante notare la differenza fra le curve della componente H a Tucson calcolate da Bartels e quelle computate da Vestine.

Questo fatto si spiega tenendo presente che le latitudini geomagnetiche di Gibilmanna e di Tucson sono comprese nella fascia di transizione fra l'andamento « polare » (con il minimo verso le 11^h di tempo locale) ed « equatoriale » (con un massimo alle 12^h circa) della variazione Sq per la H (2). La transizione è dovuta alla forma del sistema di correnti ionosferiche, responsabili della parte esterna della Sq, sistema che ha il suo « fuoco » a quelle latitudini. Gli spostamenti in latitudine del « fuoco » (6, 7, 8) producono in un dato osservatorio variazioni di tipo della Sq, che presenterà l'andamento « polare » o « equatoriale » a seconda che il fuoco si trovi a Sud o a Nord dell'Osservatorio stesso. Quindi le curve Sq per la H a queste latitudini calcolate nel modo usuale rappresentano una sovrapposizione di curve di tipo « polare » ed « equatoriale » e pertanto la loro forma dipende dalla percentuale dei giorni di diverso tipo che entrano nel computo di esse.

Il tipo « polare » ed il tipo « equatoriale » della variazione Sq. — Da quanto sopra esposto risulta chiaro che per ottenere curve della variazione Sq della componente H che abbiano un significato reale è necessario che esse vengano calcolate separatamente per i due tipi di giorni: « polare » ed « equatoriale ».

In base a tale criterio è stata pertanto fatta una cernita dei giorni distinguendoli per tipo, quando ciò è risultato possibile in maniera chiara, e tralasciando i giorni di carattere dubbio; sono state quindi ricalcolate le curve separatamente per i due tipi, e per i tre gruppi di mesi; il numero dei giorni sui quali ogni curva è computata è riportato nella tab. I. Le curve sono riportate nelle figg. 3, 4 e 5; la variazione

non ciclica, le ampiezze e i rapporti tra le ampiezze Equinozi/Inverno e Estate/Inverno sono contenute nelle tabelle 2 e 3 già citate.

Dall'esame della figura si nota subito la regolarità delle curve relative ai due tipi; le curve « equatoriali », mentre non mostrano una va-

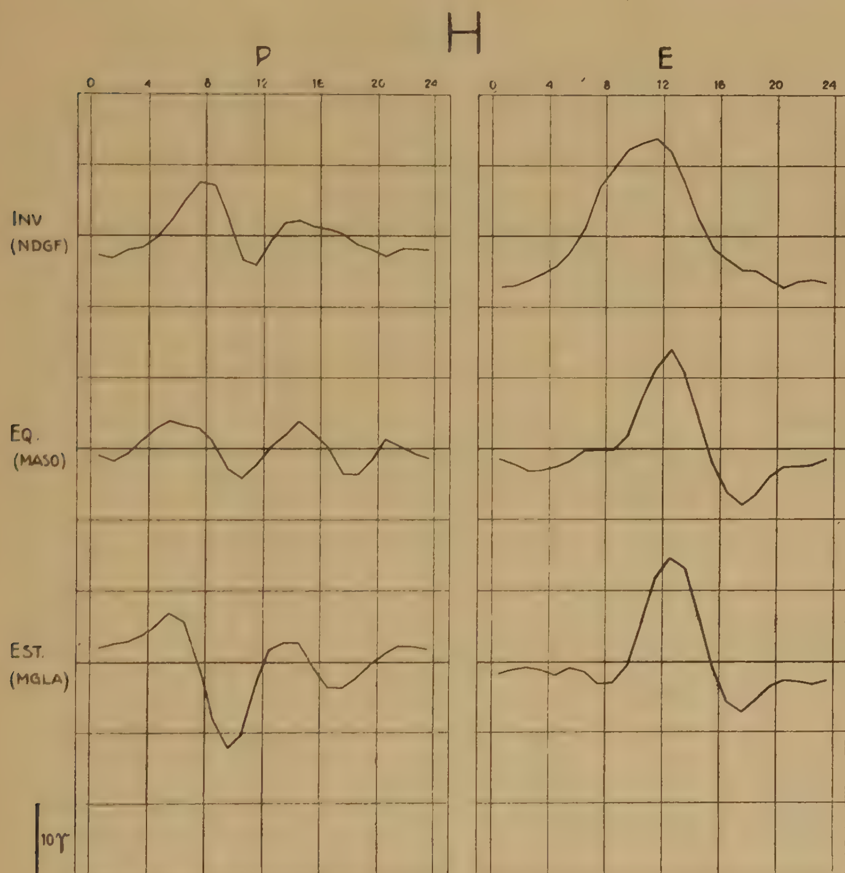


Fig. 3

riazione di ampiezza da stagione a stagione, presentano però una sensibile variazione di forma tra l'inverno e gli altri due gruppi di mesi.

Le curve « polari » mostrano anch'esse un andamento piuttosto ben definito; per quanto riguarda l'ampiezza, mentre in estate essa è maggiore che in inverno, presenta invece un minimo agli equinozi; è da ritenere tuttavia che la curva equinoziale abbia una attendibilità relativa dato lo scarso numero di giorni su cui sono state computate

le curve. Si deve inoltre osservare che, mentre i giorni di tipo « equatoriale » sono in generale ben individuabili, quelli di tipo « polare » hanno un carattere meno spiccato e talvolta confondibile con i giorni di tipo intermedio.

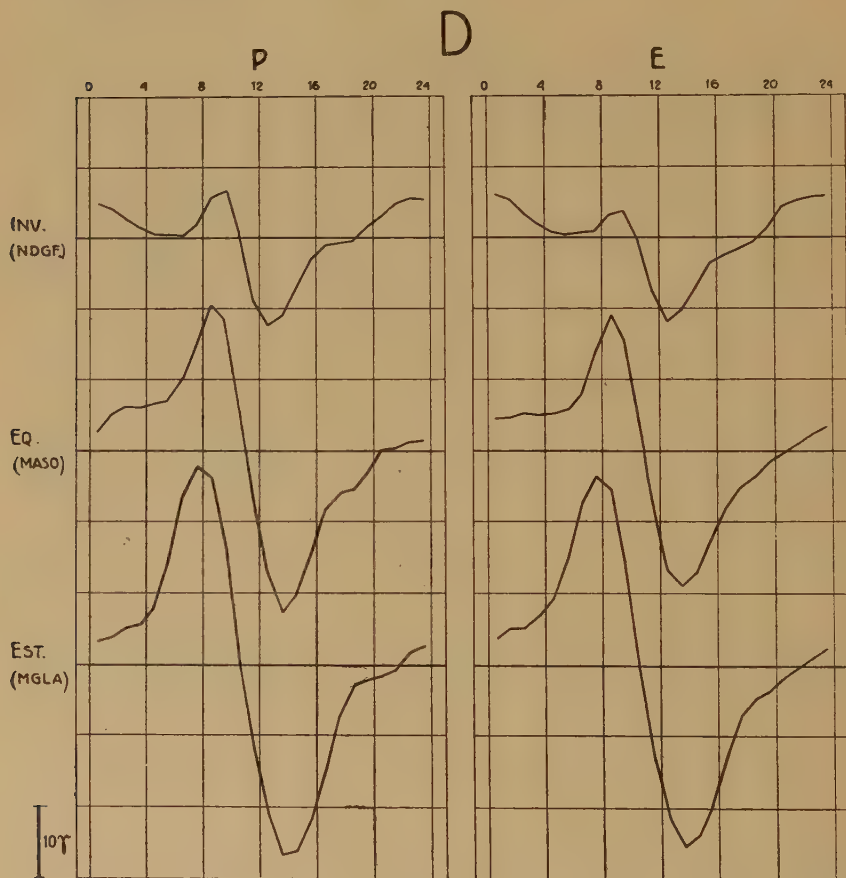


Fig. 4

Allo scopo di verificare se le modificazioni del sistema di correnti che producono le variazioni di tipo della componente *H* influiscano anche sulle altre componenti, sono state computate le curve per la *D* e per la *Z* separatamente per i due tipi di giorni; esse sono riportate nelle figure 4 e 5.

Nella componente *Z* non si nota nessuna differenza significativa né nella forma né nella ampiezza (vedi tab. 3). Per la *D*, mentre la

forma è praticamente la stessa nei due tipi di giorni, l'ampiezza delle curve « polari » è lievemente ma sistematicamente maggiore di quella delle curve « equatoriali ».

Questo fatto sarebbe in accordo con il supposto spostamento verso

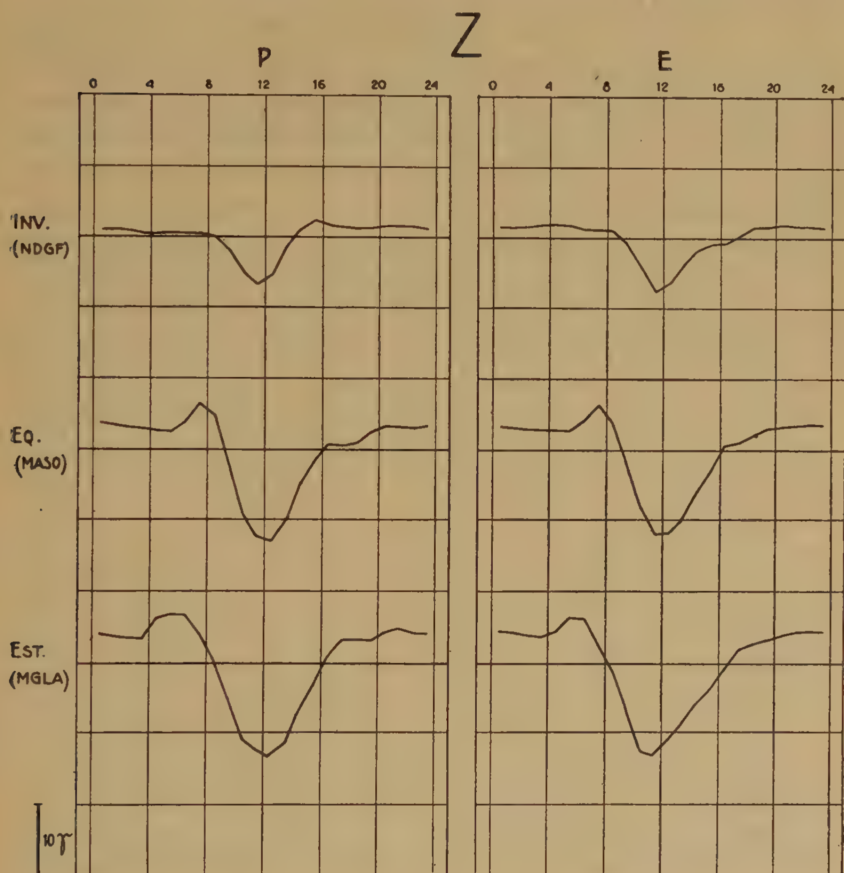


Fig. 5

Sud del sistema di correnti; tale spostamento infatti equivale ad uno spostamento a Nord dell'Osservatorio e ciò comporta, secondo l'analisi di Chapman ([2]), una maggiore ampiezza della *D*.

Per quanto riguarda l'andamento delle ampiezze delle curve « equatoriali » della componente *H*, il mancato effetto stagionale, che del resto si verifica anche in altri osservatori in prossimità della fascia di transizione (Tucson, S. Juan, etc.) ([4]), può essere spiegato o con una

variazione della forma del sistema di correnti o con uno spiccato spostamento a Nord del « fuoco » nei giorni equatoriali durante la stagione invernale; il che, corrispondendo ad una posizione più meridionale dell'Osservatorio, dà luogo ad un aumento della ampiezza.

Frequenze dei vari tipi. — Poiché il tipo della variazione *Sq* per la componente *H* è strettamente legato alla posizione del centro del sistema di correnti ionosferiche, è interessante studiare sia la frequenza dei due tipi di variazione nei singoli mesi, sia la loro distribuzione nel tempo per dedurne possibilmente qualche indicazione sugli spostamenti in latitudine del centro stesso.

	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31
1954-GEN	·	·	·	●	○	○	×	●	●	×	×	●	○	●	·	●	·	●	·	○	·	·	·	·	●	●	●	●	●	×	●
FEB.	●	○	·	○	○	○	○	○	○	○	×	×	●	·	·	·	●	·	·	·	·	·	·	·	·	·	·	·			
MAR.	×	●	●	●	×	○	·	·	●	○	○	○	○	·	·	·	○	·	·	·	·	·	·	·	·	·	●	×	○	○	○
APR.	○	○	○	·	○	×	○	○	○	·	·	·	·	·	·	×	·	·	·	·	○	·	·	·	○	○	○	○	○	×	
MAG.	○	○	·	·	·	○	○	·	·	·	·	×	○	○	○	○	○	·	○	○	○	×	○	○	○	○	○	○	○	○	○
GIU.	○	○	·	●	○	○	○	○	○	×	○	○	○	○	○	○	×	●	·	●	●	×	○	○	○	○	×	×	●	●	
LUG.	·	×	×	×	○	·	●	×	×	●	○	○	○	·	·	×	●	●	●	○	○	×	●	×	●	·	○	·	○	○	●
AGO.	·	×	○	●	●	●	·	·	○	●	●	○	○	○	○	●	×	○	×	○	●	×	○	×	●	×	●	●	●	●	●
SET.	×	·	●	●	●	○	●	○	·	×	×	○	×	·	·	·	●	●	●	·	×	○	×	×	●	●	×	●	×	●	
OTT.	●	●	●	●	●	●	○	○	○	○	×	×	○	×	●	○	●	·	·	●	·	×	·	·	·	○	·	●	●	×	●
NOV.	●	●	○	●	●	●	●	○	○	●	×	·	·	·	●	×	·	○	×	×	×	×	●	×	×	○	○	·	×	○	
DIC.	●	○	×	●	●	●	●	●	●	○	·	·	·	·	·	●	·	×	○	●	×	×	●	○	○	○	●	●	○	○	×
1955-GEN.	○	×	●	●	●	●	●	●	·	○	·	○	·	×	×	○	·	●	·	○	·	·	·	○	●	×	·	×	×	●	×
FEB.	×	●	○	·	○	○	○	·	●	×	×	×	●	●	·	×	●	×	○	×	○	·	·	○	·	×	●	·			
MAR.	●	○	○	×	○	○	●	·	·	·	·	·	●	·	·	·	·	○	○	○	○	·	·	·	×	·	·	●	○	○	×
APR.	·	○	○	·	·	×	○	○	○	○	×	·	○	×	○	○	●	○	○	○	×	×	○	○	×	×	○	·	·	·	
MAG.	○	○	○	○	○	·	·	·	·	·	×	○	○	·	○	·	×	○	○	○	●	○	○	·	●	·	·	·	○	○	○
GIU	●	×	×	●	○	·	·	·	●	●	×	●	○	·	·	·	·	×	●	○	●	·	·	·	●	●	×	·	×	○	
LUG	○	○	×	●	●	●	●		×	×		●	●	●	×	●	×	×	×	·	●	●	●	●	·	·	○	○	○	●	●
AGO	×	●	●	·	·	·	·	●	●	●	×	●	○	·	·	×	●	×	●	×	●	×	●	●	●	●	×	·	○	●	○
SET	×	●	·	·	·	·	●	●	●	●	●	●	·	●	●	●	●	·	●	●	●	×	●	×	○	○	·	●	×	·	
OTT.	·	×	·	●	·	●	●	·	●		●	○	○	○	○	○	○	○	○	·	○	×	×	○	·	·	·	×	○	○	·
NOV.	●	×	●	·	·	·	·	○	○	×	×	●	○	○	·	·	×	×	·	·	●	●	○	○	●	●	●	●	●	●	
DIC.	·	●	●	●	●	●	●	●	·	×	×	○	○	○	●	●	○	●	●	●	●	●	●	●	●	●	●	·	○	○	○

● P ○ E × M · NC

Fig. 6

A tale scopo si è cercato di individuare il tipo di tutti i giorni compresi nei due anni considerati e non solo quindi dei giorni magneticamente calmi.

I giorni sono stati classificati in una delle seguenti categorie: « polare » (*P*), « equatoriale » (*E*), « mista » (*M*), « non classificabile »

(*NC*), comprendendo in quest'ultima i giorni fortemente disturbati (o talvolta mancanti) nei quali la individuazione è risultata impossibile. È da notare però che anche negli altri giorni la individuazione non sempre è stata facile.

La fig. 6 mostra la distribuzione giorno per giorno dei tipi « polare », « equatoriale », e « misto » nei due anni considerati; le caselle contrassegnate da un punto rappresentano i giorni non classificabili.

Dalla figura risulta evidente la tendenza alla permanenza di un determinato tipo in diversi giorni successivi; ciò sta ad indicare una certa stabilità della causa che determina il tipo di variazione *Sq*; il che, presumibilmente, implica una analoga stabilità dei moti dell'alta atmosfera che regolano la forma del sistema di correnti ionosferiche.

Nella fig. 7 sono riportate le percentuali dei giorni « *P* », « *E* » ed « *M* » mese per mese. Il tipo « equatoriale » ha un netto massimo in Aprile-Maggio, mentre il tipo « polare » ha un massimo nei mesi di Dicembre-Gennaio; comunque la frequenza dei « *P* » è piuttosto elevata nei mesi estivi.

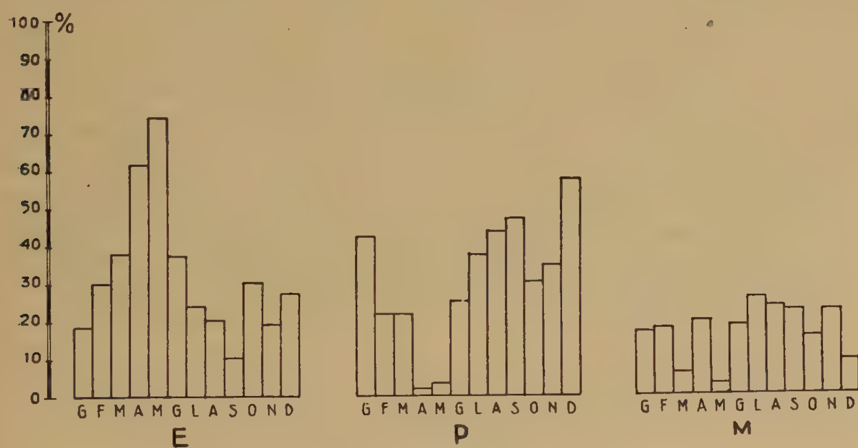


Fig. 7

La figura riporta il risultato globale del biennio 1954-55, ma il computo delle frequenze fatto separatamente per i due anni porta a risultati strettamente concordanti e ciò prova che essi rappresentano un reale andamento annuale (almeno per i due anni considerati).

La distribuzione dei giorni « *P* » ed « *E* » sembra quindi non seguire un andamento stagionale nel senso consueto della parola. Interpretando i grafici dal punto di vista della indicazione che essi possono

dare sulla posizione del centro del sistema di correnti, si può in via di massima affermare che esso si trova prevalentemente a Nord dell'Osservatorio nella prima metà dell'anno ed a Sud nell'altra metà. A questo proposito può essere interessante un confronto, sia pure indiretto, con i risultati ottenuti da Ota (9) in uno studio riguardante la variazione da mese a mese della posizione del centro stesso. Secondo Ota, che usa i dati dell'Anno Polare 1932-33, la latitudine del fuoco del sistema di correnti nella regione europea raggiungerebbe un massimo di 45° circa in Dicembre, diminuendo con lievi oscillazioni fino ad un minimo di 30° circa in Agosto.

I nostri risultati e quelli di Ota non sono quindi del tutto in accordo; occorre tuttavia osservare che essi non sono direttamente confrontabili, infatti: *a*) i dati su cui si basano si riferiscono ad anni diversi per quanto approssimativamente in una stessa fase di ciclo solare, *b*) Ota calcola la latitudine media mese per mese del fuoco del sistema di correnti, mentre nel presente lavoro viene calcolata la frequenza dei giorni in cui il fuoco è a Nord o a Sud della latitudine dell'Osservatorio senza però poterne dedurre la posizione effettiva.

Ciò malgrado si può affermare che il netto massimo di frequenza del tipo « equatoriale » in Maggio trovato a Gibilmanna non ha riscontro in alcun modo nel grafico riportato da Ota, inoltre il massimo di latitudine del fuoco da lui posto in Dicembre può difficilmente accordarsi con l'elevata frequenza dei giorni « polari » a Gibilmanna in quel mese. L'accordo invece è buono per quanto riguarda l'abbassamento della latitudine del fuoco in estate calcolato da Ota e il minimo di frequenza dei giorni « equatoriali » in quel periodo a Gibilmanna.

Roma — Istituto Nazionale di Geofisica — Gennaio 1956.

RIASSUNTO

Vengono date le curve della variazione media Sq *dell'Osservatorio di Gibilmanna per le tre componenti* H, D *e* Z *distinte per i tre gruppi di mesi di Lloyd* NDGF *(Inverno),* MASO *(Equinozi) ed* MGLA *(Estate). Le curve sono state corrette per la variazione non ciclica, e si riferiscono agli anni 1954-55.*

Eseguito un confronto tra la Sq *di Gibilmanna e quella di Tucson*

(con i dati di Bartels e di Vestine) e rilevato il dubbio significato delle curve per la componente H *relative agli Osservatori situati alle latitudini di transizione, sono state calcolate le curve della* H *separatamente per i due tipi « polare » ed « equatoriale ».*

Sono state pure calcolate separatamente per i due tipi le curve della D *e della* Z; *esse non mostrano sensibili differenze di forma salvo una maggiore ampiezza nel tipo « polare » della* D *rispetto al tipo « equatoriale ».*

Vengono quindi studiate le frequenze mese per mese dei vari tipi di variazione Sq *per tutto il biennio 1954-55: il tipo « equatoriale » ha un netto massimo in Aprile-Maggio ed un minimo in estate, mentre il tipo « polare » presenta un massimo nei mesi di Dicembre-Gennaio ed una frequenza piuttosto elevata nei mesi estivi.*

Tutti i risultati vengono interpretati e discussi in relazione alla forma ed agli spostamenti del sistema di correnti ionosferiche responsabili della Sq.

SUMMARY

Sq *curves of the Gibilmanna Observatory for the three components* H, D, Z *and for the three Lloyd's seasons are given.*

The curves, corrected for the non ciclic variation, refer to the period 1954-55.

A comparison between the Sq *of Gibilmanna and Tucson points out the doubtful meaning of the* H *curves for transitional latitudes; the* H *curves are therefore computed again separately for the « polar » and « equatorial » type.*

Two curves for both D *and* Z *components are calculated in the same manner; they show no notable difference in shape, except a greater amplitude in the « polar » than in « equatorial » type of* D.

Monthly frequencies of the different types of Sq *for the whole period 1954-55 are then studied: the « equatorial » type shows a conspicuous maximum of frequency in April-May and a minimum in summer, while the « polar » type has a maximum in December-January, with a rather great frequency also in summer months.*

Moreover a general tendency of a given type to continue for several days is pointed out.

All results are interpreted and discussed with reference to the form and displacements of the ionospheric current-system responsible of the Sq *variation.*

BIBLIOGRAFIA

(1) Giorgi M. - Molina F., *Sugli indici « K » per il 1955 dell'Osservatorio Magnetico di Gibilmanna (Sicilia).* Annali di Geofisica, vol. IX, n. 1, 1956.

(2) Chapman S. and Bartels J., *Geomagnetism.* Oxford 1940.

(3) Bartels J. - Heck N. H. - Johnston H. F., *The three-hours-range index measuring geomagnetic activity.* Terrestrial Magnetism n. 44, 1939, (411-454).

(4) Vestine E. H. - Laporte L. - Lange I. - Scott W. E., *The geomagnetic field, its description and analysis.* Carnegie Inst. Washington n. 580 (1947).

(5) Bartels J. - Johnston H. F., *Main features of the daily magnetic variations at Sitka, Cheltenham, Tucson etc.* Terr. Magn., n. 44, 1939, (455-489).

(6) Hasegawa M., *On the type of the diurnal variations of terrestrial magnetism on quiet days.* Proc. Imp. Acad., Tokyo 12, 1936, (88-90).

(7) Hasegawa M., *A statistical study of the type of diurnal variations of terrestrial magnetism on quiet days.* Proc. Imp. Acad. Tokyo, 12, 1936, (185-188).

(8) Hasegawa M., *On the progressive change of the field of diurnal variations of terrestrial magnetism.* Proc. Imp. Acad. Tokyo, 12, 1939 (277-280).

(9) M. Ota, *The position and motion of the focus of the electric current vortex etc.* IATME Bull. n. 13, Transactions of Oslo Meeting 1948. Washington 1950 (438-442).

SULLE MANIFESTAZIONI FUMAROLICHE, SOLFATARICHE ED IDROTERMALI NEL NW DELLA REPUBBLICA ARGENTINA E LORO POSSIBILITÀ DI UTILIZZAZIONE INDUSTRIALE

Giorgio Bartolucci

Nei mesi di aprile e maggio del corrente anno lo scrivente ha avuto occasione di visitare varie aree con manifestazioni fumaroliche ed idrotermali nel N-W del territorio della Repubblica Argentina.

Scopo delle visite era quello di giudicare le eventuali possibilità di sfruttamento dell'eccezionale stato termico (rilevato dalle manifestazioni superficiali) del sottosuolo delle aree in cui le manifestazioni stesse ricadono; sfruttamento realizzabile emungendo dalle profondità i fluidi endogeni caldi, che alimentano le manifestazioni superficiali in quantità ed in condizioni termiche tali da poterli utilizzare per produzione economica di energia elettrica.

Come noto, tale tipo di sfruttamento è da decenni in atto nella cosidetta Regione Boracifera Toscana, ove si emunge dal sottosuolo vapore acqueo surriscaldato con associate piccole quantità di gas vari e di sali, ed è in fase di realizzazione ad Ischia e a Wairakei (Nuova Zelanda), ove si emunge dal sottosuolo acqua calda con disciolte piccole quantità di gas e sali. Anche nel Katanga (Congo Belga) è stato realizzato in questi ultimi anni un impianto che, utilizzando una sorgente di acqua calda a circa 98 °C, fornisce energia elettrica ad una miniera vicina (1).

Panorama geologico e morfologico del N-W argentino (2).

La porzione N-W dell'Argentina (all'incirca tra i paralleli 22° e 27° Sud ed i meridiani 68° e 63° Ovest di Greenwich), e precisamente l'area

(1) I fluidi endogeni, qualunque sia il loro stato fisico, oltre che essere sfruttabili per il loro contenuto termico, sono sfruttabili anche per il loro contenuto in gas e sali che, se presenti in quantità sufficienti, possono essi stessi essere oggetto di utilizzazione. Tale sfruttamento però difficilmente può risultare da solo economico ed è in generale da prendere in considerazione solo se accoppiato alla utilizzazione termica.

(2) Sono stati consultati principalmente i seguenti lavori: A. Windhausen, *Geologia Argentina*; P. Sgrosso, *Contribución al conocimiento de la minería y*

coperta dalle provincie di Salta e Jujuy e parte delle provincie di Tucuman e Catamarca, presenta dal punto di vista geologico e morfologico divisioni naturali ben definite.

In essa si distinguono due zone principali, allungate all'incirca per N-S, e precisamente (procedendo da Ovest verso Est): la « Regione Andina Punense » e la « Regione Subandina ».

La « Regione Punense ». — La Regione Andina Punense, o della « Puna di Atacama », si estende dal confine col Cile ad Ovest fino all'incirca al meridiano 65°W ad Est.

La « Puna » è un altopiano, di altezza sul mare di circa 4000 metri, da cui si innalzano varie catene montagnose, allungate in direzione N-S, che raggiungono anche i 6000 metri circa.

La « Puna » è un deserto, con scarsa e povera vegetazione, caratterizzato dalla mancanza di sfogo al mare dei corsi di acqua che scendono dalle sue catene montagnose e che si esauriscono per infiltrazione nelle parti pianeggianti dell'altopiano. In queste si ritrovano anche grandi saline.

Il clima della regione, date la latitudine e l'altitudine, è caratterizzato da una stagione secca invernale fredda (da aprile a novembre) e da una stagione piovosa temperata estiva nel resto dell'anno.

Dal punto di vista geologico la regione della « Puna » è composta da un basamento di rocce cristalline precambriche, piegate ed erose, sopra cui nel Paleozoico Inferiore si sono depositati sedimenti marini. Poi la regione emerse e di nuovo fu piegata ed erosa, in parte fino al basamento precambrico. Solo nel Cretacico essa fu poi parzialmente invasa dal mare ed infine, a partire dalla fine del Mesozoico, essa è restata emersa fino ai giorni nostri, innalzandosi, nelle diverse fasi dell'orogenesi andina, fino all'attuale altezza sul mare.

Pertanto nel Terziario e nel Quaternario nella regione della « Puna » si sono formati, solo nelle depressioni tra catene montagnose, sedimenti fluviali e lacustri; nell'insieme però la regione è stata (ed è) zona di forte degradazione (specie per deflazione). Estese coltri lavi-

---

geología del noroeste argentino; E. CANTON, *Aguas minerales del Norte de la República Argentina*; L. R. CATALANO, *Datos hidrogeológicos del desierto de Atacama*; G. BONARELLI, *Tercera contribución al conocimiento de las regiones petrolíferas del Norte (Salta y Jujuy)*; J. RASMUSS, *La cuenca de Metán.*

che, dovute alle diverse fasi vulcaniche collegate all'orogenesi andina, hanno ricoperto le rocce preesistenti dal Terziario ad oggi.

L'orogenesi andina, iniziatasi nel Terziario Inferiore, si propagò da Ovest verso Est. Perciò le effusioni più antiche, collegate alle grandi dislocazioni che si verificarono all'inizio dell'orogenesi, si ritrovano in Cile, ad Ovest della Puna.

Le dislocazioni tettoniche (e le effusioni ad esse collegate) continuarono per tutto il Terziario, e continuano nel Quaternario, spingendosi man mano verso Est e dando luogo alla serie di enormi « horst » e « graben » che costituiscono le attuali catene e parti pianeggianti della Puna.

La « Regione Subandina ». — Il limite Est della regione della Puna è costituito da una serie di faglie, circa per N-S, che in breve tratto abbassano fortemente la zolla orientale. Come conseguenza, l'altopiano, che nella Puna si trova a circa 4000 m s. m., nella Regione Subandina si trova a poche centinaia di m s. m.

Da questo altopiano si innalzano, con direzione N-S all'incirca, le cosidette « Catene Subandine », che verso Est si estendono fino alle pianure del Chaco e che raggiungono al massimo circa i 2000 m s. m.

Si tratta di una serie di catene montagnose, relativamente poco elevate, che si estendono tra i meridiani 65 °W e 64 °W dalla Provincia di Tucuman al Sud fino alla Bolivia al Nord.

Le catene subandine sono tutte costituite da un nucleo di rocce del Paleozoico Inferiore (o prepaleozoiche), che affiorano nella parte centrale di esse, e sopra le quali, discordanti, si trovano, sui fianchi delle catene, sedimenti del Cretacico, lagunari o di mare poco profondo, che gradatamente passano in alto ai depositi del cosidetto Terziario Subandino.

Dette catene sono generalmente limitate sia longitudinalmente che trasversalmente da faglie. Nell'insieme quindi esse costituiscono una zolla, allungata per N-S, irregolarmente rialzata.

In sostanza dunque la Regione Subandina si differenzia dalla Regione Punense solo per i molto meno marcati fenomeni di sollevamento e per il fatto di essere stata, dal Terziario Inferiore in poi, in massima parte zona di forte sedimentazione, al contrario della Puna che nello stesso periodo è stata in massima parte zona di forte degradazione.

Le Catene Subandine sono state prodotte dal più orientale piegamento dovuto alla orogenesi andina, che ha ivi agito in tempo relativa-

mente recente (fine del Terziario) ed in maniera più attenuata che non nella regione della Puna, senza che si siano verificate effusioni o eruzioni in genere. Nelle Catene Subandine non si ritrova infatti alcun apparato vulcanico.

Il clima della regione subandina è in genere subtropicale con stagione estiva piovosa e stagione invernale secca.

Caratteristiche geologiche del NW argentino.

Le formazioni delle regioni « Punense » e « Subandina », come già precedentemente detto, appartengono a varie età dal Precambrico all'Attuale.

La *serie precambrica* è costituita da scisti quarzitici, scisti cloritici e filladi, costantemente con direzione *N-S* e forte immersione.

I *sedimenti paleozoici* (Cambrico Superiore, Silurico e Devonico), che con marcata discordanza seguono in alto la serie precambrica, sono costituiti da conglomerati basali, arenarie e quarziti, scisti argilloso-micacei, filladi (con intercalazioni calcaree fossilifere) e poi nuovamente arenarie quarzose e micacee. Naturalmente non tutta la serie è sempre localmente presente. La serie paleozoica si presenta nei vari luoghi da orizzontale fino a fortemente inclinata, sempre però con direzione all'incirca *N-S*. Lo spessore complessivo di questa serie è di varie migliaia di metri.

La *serie postpaleozoica* presente nel *NW* argentino può dividersi come segue: *a*) arenarie inferiori; *b*) orizzonte calcareo-dolomitico con Melania; *c*) marne multicolori; *d*) arenarie superiori; *e*) terziario subandino; *f*) strati jujegni e della Puna; *g*) quaternario. I termini inferiori della serie sono anche chiamati « serie petrolifera », dato che nel Nord della Provincia di Salta in essi è stato ritrovato petrolio.

a) Delle « *arenarie inferiori* » è detta la formazione che costituisce la parte inferiore della serie postpaleozoica. Detta formazione in generale inizia in basso con un conglomerato basale, non sempre presente e di spessore vario. Seguono, predominando, arenarie quarzose con, nella parte superiore, intercalazioni marnose. Lo spessore della formazione è molto variabile: può mancare e può superare i 2000 metri. Queste forti variazioni sono interpretate come dovute all'esistenza di un antico rilievo, presente durante la deposizione.

In genere le arenarie inferiori sono poco discordanti rispetto alla formazione paleozoica su cui poggiano e sembrano essere di formazione in parte fluviale ed in parte di mare poco profondo.

L'opinione più diffusa è che, come età, esse siano del Cretacico Inferiore. In ogni caso esse sono sicuramente preterziarie essendo state interessate dai movimenti di questa era.

b) L'orizzonte « *calcareo-dolomitico con Melania* » è superiore, ed in generale concordante, con quello delle arenarie inferiori. Esso è costituito da arenarie calcaree, calcari dolomitici (predominanti) e poche marne ed argille. Il suo spessore è molto variabile: a volte manca, a volte supera i 200 metri.

Le rocce che lo compongono sono di formazione in parte di acqua dolce e salmastra ed in parte marina di mare poco profondo, e sono generalmente attribuite al Cretacico Medio. Sono state interessate dagli eventi tettonici del Terziario e si presentano molto fratturate.

c) L'orizzonte del calcare dolomitico passa superiormente, gradualmente, ad un complesso, detto delle « *marne multicolori* », costituito principalmente da argille, marne e marne arenacee, e con alternati banchi di calcare e, nella parte superiore, di arenarie calcaree. Detto complesso lo si divide (dal basso all'alto) in: marne rosse inferiori, marne verdi, marne rosse superiori.

In queste rocce si trovano resti fossili di pesci, di rettili, di piante e di insetti; sembra trattarsi di depositi di acqua dolce. L'età sembra essere eocenico-cretacica. La potenza totale del complesso varia tra 100 e 300 metri.

d) Concordanti con le marne multicolori e ad esse sovrastanti sono le cosiddette « *arenarie superiori* ». Si tratta di una serie di arenarie, in generale calcaree, con intercalazioni argillose. Lo spessore della serie, di età oligocenica, e che sembra essere in parte fluviale ed in parte marina, è molto variabile.

e) La serie delle arenarie superiori verso l'alto passa gradatamente al « *Terziario Subandino* », potente serie fluviale, lagunare e lacustre costituita da arenarie (predominanti), argille marnose e marne in parte gessose (con frequenti cambi di facies sia in senso orizzontale che in senso verticale), di età mio-pliocenica.

Il Terziario Subandino è stato affettato dai movimenti terziari. Il suo spessore sembra aumentare verso Nord. Nel Sud della Provincia di Salta (S. Barbara) lo spessore del Terziario Subandino è di circa 400 metri.

f) Gli « *strati jujegni* » si trovano superiormente al Terziario Subandino nelle Catene Subandine. Si tratta di depositi fluviali del

Pliocene, non molto dislocati dagli ultimi movimenti dell'orogenesi andina.

Gli « *strati della Puna* » sono i corrispondenti degli strati jujegni che si trovano nella Regione Punense.

La potenza delle formazioni suddette può anche essere di centinaia di metri.

g) Il « *Quaternario* » è rappresentato nella Regione Punense da depositi morenici e da formazioni saline (gessi, salgemma, borati) e nella Regione Subandina da depositi lacustri e palustri. Ovunque poi si trovano depositi eolici, spesso anche molto potenti.

Rocce intrusive granitiche e granodioritiche sono presenti, in affioramenti allungati per *N-S*, nella Regione Punense. L'età di queste intrusioni è incerta; in ogni caso però paleozoica o anteriore.

Rocce vulcaniche ricoprono poi vaste estensioni nella regione della Puna. Si tratta di vaste coltri di daciti e lipariti (lave e tufi corrispondenti). Le eruzioni ebbero il loro apogeo nel Miocene, ma continuarono fino al Pleistocene.

Inoltre sono numerosi nella Regione Punense vulcani quaternari basaltici, le cui effusioni ricoprono però aree molto ristrette: di essi alcuni sono stati ancora attivi in tempi storici.

Caratteristiche delle manifestazioni visitate.

Le manifestazioni visitate nel territorio della Repubblica Argentina si possono dividere in due gruppi ben distinti tra loro: manifestazioni ricadenti a distanze di pochi chilometri (al massimo 10-15) da vulcani quaternari [3] e quindi facilmente collegabili a fenomeni magmatici; e manifestazioni non palesemente collegabili a fenomeni magmatici noti perché ricadenti in aree intorno alle quali per vasto raggio (più di un centinaio di chilometri) non esistono apparati o prodotti solidi vulcanici.

Le manifestazioni appartenenti al primo dei suddetti gruppi ricadono tutte nella regione punense andina [4], ad altitudini sul mare

---

(3) Queste manifestazioni sono da collegare, più o meno direttamente, ai postumi di attività di vulcani vicini, pur non potendosi però con sicurezza escludere che i vulcani stessi siano in fase di quiescenza.

(4) Sono state visitate nella regione punense quattro località con manifestazioni termali, e precisamente (vedi cartina annessa): (1) Termas di Pompeya,

di circa 4000 metri, in zone con climi aspri, pressoché disabitate, in cui le vie di comunicazione, quando esistono, sono difficili e spesso interrotte durante la stagione piovosa estiva e che, in generale, non offrono alcuna risorsa per un raggio di centinaia di chilometri.

Dette manifestazioni si sviluppano tutte in zone interessate da faglie (direttamente osservabili sul terreno), in formazioni, permeabili alle acque superficiali, di tufi e lave, e depositi fluviali del Terziario, soprastanti in genere a formazioni più antiche (paleozoiche e precambriche) anche esse facilmente permeabili alle acque.

Le manifestazioni consistono in sorgenti ed affioramenti di acque calde, al massimo a temperatura di ebollizione, ed in esalazioni di vapore proveniente dall'ebollizione o dall'evaporazione delle acque stesse. Si nota la presenza in tutte le manifestazioni di CO_2 e di H_2S.

Le manifestazioni sono senz'altro da ritenere secondarie: le acque calde, anche bollenti, affioranti sono cioè un miscuglio di fluidi endogeni caldi risalienti dalle profondità con acque fredde di provenienza meteorica. Il miscuglio avviene sicuramente fin da considerevoli profondità, sia pure con acque superficiali provenienti da zone di infiltrazione lontana, dato che nella serie dei terreni della Regione Punense mancano estese formazioni impermeabili che possono costituire una efficace protezione contro l'infiltrazione delle acque superficiali (la serie cretacica marina, nei luoghi ove si depositò, è stata in gran parte erosa).

Le manifestazioni del secondo gruppo ricadono invece tutte nella cosidetta Regione Subandina ([5]), ad altitudini sul mare inferiori ai 1000

---

(2) Baños de Tocomar, (3) Baños de Incachuli, (4) Baños del Tuzgle.

Le suddette località non sono tutte quelle in cui, nella regione punense, si hanno manifestazioni termali (sono state visitate solo quelle che è stato possibile raggiungere con relativa facilità); ne esistono molte altre le cui manifestazioni però, dalle notizie raccolte, sembra si presentino tutte con le stesse caratteristiche intrinseche ed estrinseche delle manifestazioni visitate.

(5) Sono state visitate nella regione subandina le seguenti località con manifestazioni termali (vedi cartina annessa): (5) Termas de Rosario de la Frontera, (6) Baños del Galpón, (7) Baños des Los Sances, (8) Termas del Palmar, (9) Termas de la Quinta, (10) Siete Aguas, (11) Aguas Calientes de Caimancito.

Altre località con manifestazioni termali, esistenti nella regione, non si sono potute visitare per mancanza di sufficienti dati sulle loro ubicazioni. Non sembra però che ivi le manifestazioni siano più vistose di quelle visitate.

metri, in zone relativamente popolose, che godono di buon clima, con buone vie di comunicazione, e che, in generale, offrono discrete risorse.

Queste manifestazioni si rinvengono tutte sulle pendici delle Catene Subandine, alcune nei terreni impermeabili della serie delle « marne multicolori », e in terreni a queste stratigraficamente superiori, altre invece nei terreni permeabili inferiori.

Anche queste manifestazioni consistono in sorgenti ed affioramenti di acque calde, al massimo a temperatura di ebollizione, ed in esalazioni di vapore proveniente dalla ebollizione e dall'evaporazione delle acque stesse, ed in esse si nota in genere la presenza di CO_2 e di H_2S.

Anche queste manifestazioni hanno sede in zone interessate da faglie direttamente osservabili sul terreno e, in alcuni casi, con rigetti imponenti.

Le manifestazioni nei terreni permeabili inferiori sono da ritenere senz'altro secondarie. Per quelle dei terreni impermeabili superiori, affioranti all'intorno di esse per vaste estensioni, non si può escludere invece un'origine primaria; comunque esse debbono essere poco influenzate da acque di provenienza meteorica; se acque meteoriche intervengono esse debbono essere di infiltrazione lontana.

Considerazioni.

L'esperienza fin qui acquisita e gli studi eseguiti nel campo dei fluidi endogeni caldi permettono di poter con sicurezza assumere che l'origine di essi è profonda e connessa, più o meno direttamente, con la presenza di magma, o comunque di masse fuse a temperatura elevata, nel sottosuolo.

Inoltre nelle aree ove fluidi endogeni caldi esistenti nel sottosuolo sono stati captati in condizioni ed in quantità interessanti si è osservato che:

a) esistono nei terreni importanti soluzioni di continuità (fratture con o senza rigetto), e cioè zone di minor resistenza al moto dei fluidi, che quindi rappresentano vie di raccolta e di facile ascesa dei fluidi verso la superficie.

b) esistono nella serie geologica dei terreni, a profondità economicamente possibile, formazioni lapidee permeabili in grande atte

al contenimento e ad una facile circolazione di fluidi, e cioè favorevoli ad un relativamente facile ritrovamento di essi.

Oltre le due suddette condizioni, nella Regione Boracifera Toscana ne esiste una terza e cioè:

c) è presente nella serie geologica dei terreni una formazione superiore nell'insieme impermeabile, estesa, sufficientemente potente e tettonicamente così disposta che, fra l'altro, impedendo l'infiltrazione nel sottosuolo delle acque meteoriche fredde, non permette la degradazione termica del fluido endogeno e dell'ambiente tutto.

Si ha dunque come dato di fatto che nella Regione Boracifera Toscana, ove manifestazioni superficiali rivelano un eccezionale stato termico del sottosuolo, si riscontrano tutte e tre le condizioni suddette e si emunge dal sottosuolo vapore acqueo surriscaldato.

A Wairakei ed a Ischia, ove pure un eccezionale stato termico del sottosuolo è rivelato da manifestazioni superficiali, si riscontrano solo le prime due condizioni di cui sopra, e si emunge dal sottosuolo finora raggiunto con le perforazioni acqua calda sotto pressione.

Prescindendo dunque dal problema della origine prima del fluido endogeno, dal suo stato fisico nel sottosuolo e dai fenomeni che possono interessarlo durante la sua venuta a giorno, in ogni caso le condizioni suelencate sono da ritenere per lo meno condizioni favorevoli alla possibilità di ritrovare nel sottosuolo fluidi endogeni economicamente sfruttabili in quelle aree in cui l'esistenza di manifestazioni superficiali rivela l'eccezionale stato termico del sottosuolo.

Nello specchietto che segue sono riportate le caratteristiche dei due gruppi di manifestazioni visitate nel territorio argentino, sia per quanto riguarda le condizioni favorevoli al ritrovamento economico di fluido caldo nel sottosuolo, precedentemente elencate, che per quanto riguarda altre condizioni di importanza pratica.

Dallo specchietto si vede che, per quanto riguarda le condizioni generali, le manifestazioni del secondo gruppo sono molto più favorevolmente indiziate dal punto di vista minerario-industriale.

Inoltre, solo per alcune delle aree con manifestazioni del secondo gruppo, sono presenti tutte e tre le condizioni precedentemente elencate come favorevoli al ritrovamento economico di fluido caldo nel sottosuolo.

Tale tipo di aree è pertanto da considerare il più favorevolmente indiziato (tra quelli considerati) per una ricerca mineraria per « Forze Endogene ».

Condizioni	1° gruppo (manifestazioni facilmente collegabili a vulcani quaternari) Regione Punense	2° gruppo (manifestazioni non collegabili a vulcanismo) Regione Subandina
Esistenza di faglie	Sì	Sì
Esistenza nella serie dei terreni di formazioni superiori impermeabili	No	Sì (per alcune delle manifestazioni)
Esistenza nella serie dei terreni di formazioni lapidee permeabili in grande a profondità economica	Sì	Sì
Temperatura massima del fluido delle manifestazioni superficiali	Ebollizione	Ebollizione
Condizioni geografiche generali delle aree nelle quali le manifestazioni ricadono (clima, comunicazioni, popolazione, risorse, ecc.).	Pessime	Discrete

Allo stato attuale delle conoscenze non è possibile una basata previsione sullo stato fisico del fluido che si potrà in caso emungere dal sottosuolo: non è possibile cioè prevedere con sicurezza se si emungerà vapore (possibilmente surriscaldato) o acque calde.

Il parallelo con la Regione Boracifera Toscana però conforta la speranza che si possa emungere vapore surriscaldato; in ogni caso, è sicuro che la temperatura del fluido che si emungerà dal sottosuolo sarà superiore a quella del fluido delle manifestazioni, e cioè superiore alla temperatura di ebollizione alla pressione atmosferica.

Date le discrete condizioni geografiche generali di cui godono le aree in parola, anche nel caso relativamente sfavorevole che il fluido che si emungerà sia acqua calda, nella giustificata previsione di una temperatura crescente con la profondità, una utilizzazione industriale di esso non appare di difficile attuazione.

Centro Studi « Larderello » — Centro di Studio per la Geologia Tecnica del C.N.R. presso l'Istituto di Geologia Applicata e di Giacimenti Minerari della Università (Facoltà di Ingegneria), Roma (San Pietro in Vincoli) — Ottobre 1955.

RIASSUNTO

Si descrivono diverse manifestazioni esalativo-idrotermali visitate, nella primavera del 1955, nelle Provincie di Salta e Jujuy (Repubblica Argentina).

Le manifestazioni vengono suddivise in due gruppi secondo che esse sono o no palesemente collegabili a fenomeni magmatici noti nelle loro vicinanze.

Sulla base delle caratteristiche geologiche e geografiche delle aree in cui le manifestazioni si rinvengono e sulla base delle caratteristiche intrinseche delle manifestazioni stesse, si considerano le possibilità di utilizzazione industriale dello stato termico del sottosuolo delle aree in parola.

Si conclude che, tra quelle considerate, le aree più favorevolmente indiziate sono quelle in cui ricadono manifestazioni non direttamente collegabili a fenomeni magmatici noti.

SUMMARY

Several exhalative-hydrotermal showings are here described which occur in the provinces of Salta and Jujuy (Argentina Republic); these showings were visited in the spring of 1955.

The showings are divided into two groups, depending upon the existance, in their neighbourhood, of quaternary volcanoes which the same showings can be obviously related to.

The possibilities of industrial utilisation of the underground thermality of the areas are examined on the basis of the geological and geographical characteristics of the areas as well as on the basis of the intrinsical characteristics of the phenomena themselves.

As a conclusion, among those here examined, the areas whose exhalative-hydrotermal phenomena are not directly connectable to known magmatic phenomena appear to be more favourable.

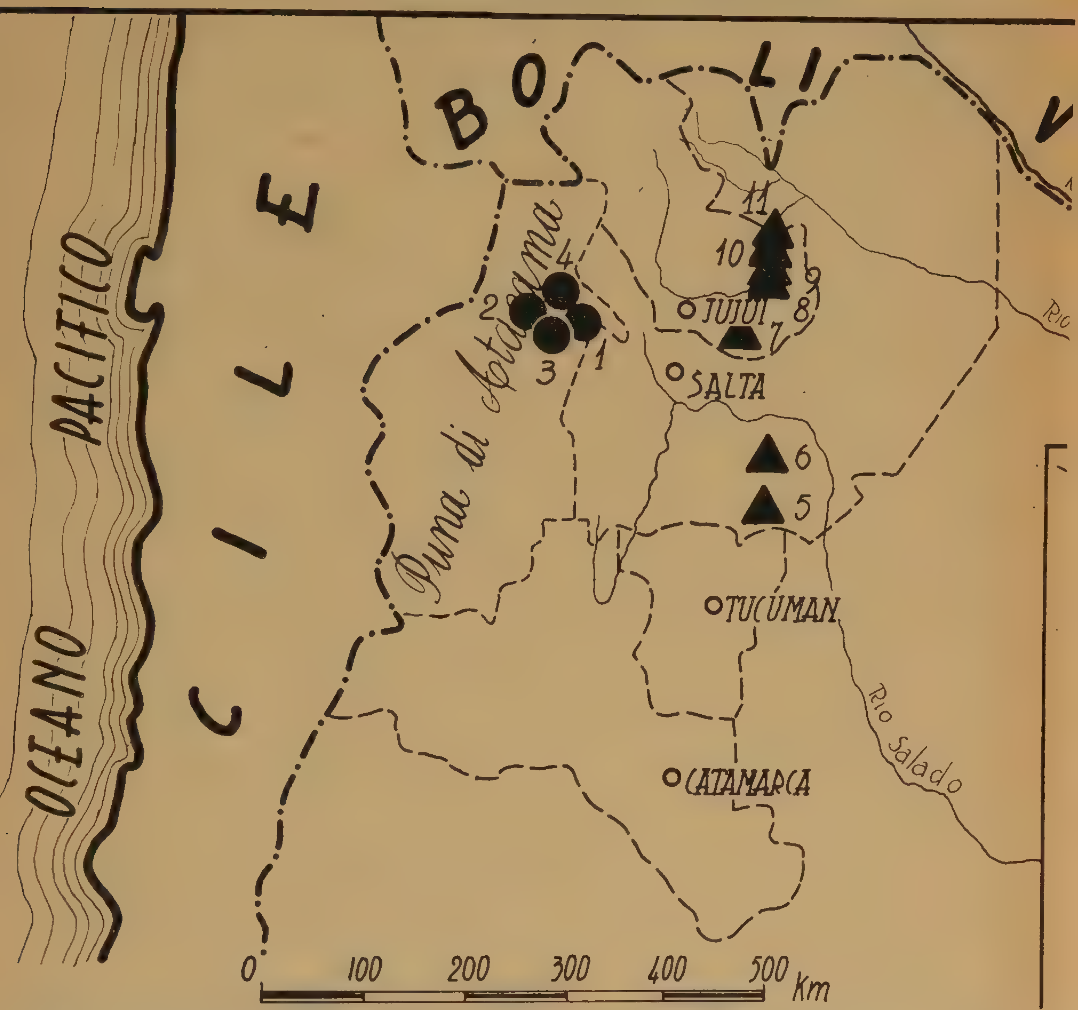
RESUMEN

Se decriben las características de varias manifestaciones exhalativo-hidrotermales visitadas en las Provincias de Salta y Jujuy (territorio de la República Argentina) y se subdividen las mismas en dos grupos según que estén o no visiblemente relacionadas con los fenómenos magmáticos observados en su vecindad.

En base a las características geológicas y geográficas de las áreas donde se hallan las manifestaciones, y a las características intrínsecas de las mismas, se considera después la posibilidad de utilización in-

dustrial del excepcional estado térmico de las áreas mencionadas, concluyendo que, de todas ellas, ofrecen mayor interés aquellas donde existen manifestaciones no relacionadas visiblemente con fenómenos magmáticos.

MANIFESTAZIONI FUMAROLICHE, SOLFATARICHE ED IDROTERMALI VISIT[A]
REPUBBLICA ARGENTINA



● 1° Gruppo di manifestazioni

1_ TERMAS DE POMPEYA

2_ BAÑOS DE TOCOMAR

3_ BAÑOS DE INCACHULI

4_ BAÑOS DE TUZGLE

▲ 2° Gruppo di m

5_ TERMAS DE ROSARIO DE

6_ BAÑOS DE GALPÓN

7_ BAÑOS DE LOS SAUCES

8_ TERMAS DE PALMAR

DENSITÀ ELETTRONICA IN UNA IONOSFERA NON ISOTERMA

F. MARIANI

Nella presente nota, studiamo (paragr. 1 e 2), quale completamento della teoria della fotoionizzazione in atmosfera non isoterma, considerata in altra nota (1) che qui indicheremo con la sigla M, l'effetto della curvatura terrestre sulla intensità di ionizzazione (e quindi sulla densità elettronica) nei due casi in cui il gradiente verticale di temperatura sia costante in tutto l'intervallo di quote considerato (caso questo studiato da Gledhill e Szendrei (2) solo in condizioni stazionarie e trascurando l'effetto della curvatura terrestre) e in quello in cui il gradiente ha un valore costante e positivo con la quota fino a una quota c e valore zero per quote superiori. Deduciamo inoltre (paragr. 3) delle espressioni approssimate per la densità elettronica stabilendone i limiti di validità e di applicabilità alla interpretazione dei dati sperimentali; stabiliamo infine (paragr. 4) una relazione di validità generale, nel caso stazionario e per un generico andamento della temperatura con la quota, tra densità elettronica, coefficiente di ricombinazione generalizzato, densità di materia e coefficiente di assorbimento della radiazione monocromatica ionizzante.

Paragrafo 1. — Facendo riferimento alla precedente nota M e ammettendo che il coefficiente di assorbimento della radiazione ionizzante non dipenda dalla quota possiamo scrivere, nel caso in cui la temperatura cresca linearmente e indefinitamente con la quota con legge $T = T_0\,(1 + pz)$ e il raggio della Terra sia infinito, la intensità di ionizzazione $I(z)$ espressa dalla $(M, 5)$ nella forma

$$I(z) = I_o\, exp \left\{ \mu \left[1 - sec\,\chi \left(\frac{1 + p\,z}{1 + p\,z^*} \right)^{r} \right] \right\} \cdot \left(\frac{1 + p\,z}{1 + p\,z^*} \right)^{r-1} \qquad [1]$$

ove

$I_o = \beta\, h\, S_\infty\, exp\,[-\mu] \cdot (1 + p\,z^*)^{r-1}$ è il valore massimo di $I(z)$ allorché $\chi = 0°$, conseguito alla quota z^*;

$\beta =$ numero di ioni prodotti per l'assorbimento dell'unità di quantità di radiazione;

$h = A_0 \rho_0$, essendo A_0 il coefficiente di assorbimento della radiazione e ρ_0 la densità di materia alla quota $z = 0$;

S_∞ = intensità della radiazione fuori della atmosfera;

$\mu = 1 + pH_0$, con $H_0 = \frac{k\,T_0}{m\,g}$ scala delle altezze alla quota $z = 0$ a cui la temperatura ha il valore T_0;

$$r = -\frac{1}{p\,H_0} = -\frac{m\,g}{k\,grad\,T}\,;$$

m = massa molecolare media;

k = costante di Boltzmann.

Se si introduce la variabile

$$v = \frac{1 + p\,z}{1 + p\,z^*} \qquad [2]$$

la [1] viene a scriversi nella più semplice forma

$$I(v) = I_0\,exp\,[\mu\,(1 - sec\,\chi\,v^r)] \cdot v^{r-1} \qquad \text{per } v \geq \frac{1}{1 + p\,z^*} \qquad [3]$$

Nel caso che si consideri invece il raggio R della Terra come finito la [3] viene sostituita, a partire dalla (M, 39), dalla espressione

$$I(v) = I_0\,exp\,[\mu + h\,g\,(v)] \cdot v^{r-1} \qquad [4]$$

con

$$g\,(v) = \int_\infty^{z(v)} (1 + p\,\xi)^{r-1} \cdot \left[1 - \left(\frac{R + z\,(v)}{R + \xi}\right)^2 sen^2\,\chi\right]^{-1/2} d\,\xi \qquad [5]$$

Ponendo

$$\begin{cases} 1 + p\,\xi = a + b\,cos\,h\,\tau \\ a = 1 - p\,R \\ b = [(1 + p\,z^*)\,v - a]\,sen\,\chi \end{cases} \qquad [6]$$

l'integrale [5] diviene

$$g\,(v) = \frac{b}{p} \int_\infty^{\tau(v)} (a + b\,cos\,h\,\tau)^{r-1}\,cos\,h\,\tau\,d\,\tau \qquad [7]$$

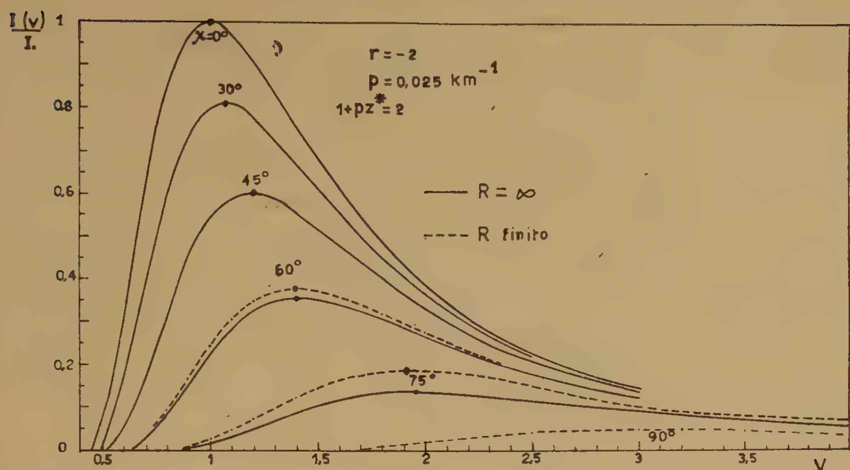


Fig. 1

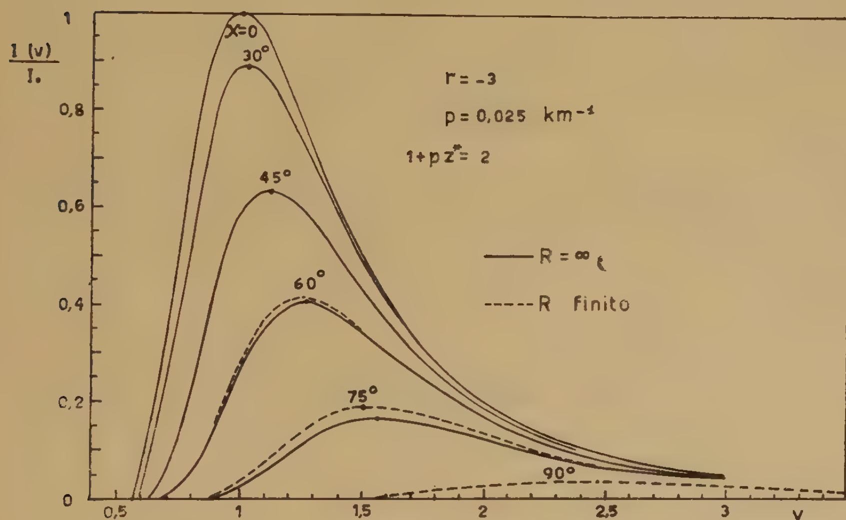


Fig. 2

Tale integrale è, per r intero, calcolabile elementarmente: nelle figg. 1 e 2 riportiamo gli andamenti di $\frac{I(v)}{I_0}$, calcolati a partire dalle [3] e [4] per due valori di r, $r = -2$ e $r = -3$, rispettivamente corrispondenti ai valori $\frac{mg}{2k}$ e $\frac{mg}{3k}$ del gradiente di temperatura, cioè per es., assumendo $g = 900$ cm/sec^2, $m = 25 . 10^{-24}$ gr, ai gradienti

8,22 e 5,47 °K/km, rispettivamente; occorre notare che mentre la [3] dà l'andamento di $\frac{I(v)}{I_0}$ in funzione della variabile v, nel calcolo della $\frac{I(v)}{I_0}$ a partire dalla [4] occorre anche fissare, per la seconda e la terza delle [6], il valore di p che abbiamo assunto $= 0{,}025$ km^{-1} e quello di $1 + pz^*$ che noi abbiamo assunto $= 2$.

In quanto al raggio R esso è stato posto, nel calcolo della [4], pari a 6600 km, avendo tenuto conto, nella scelta di tale valore, del fatto che la quota alla quale inizia la distribuzione di densità dello strato F_1 è di circa 200 km.

Si nota che i valori massimi di $\frac{I(v)}{I_0}$ sono, a parità di angolo zenitale, sistematicamente più alti per $r = -3$ che per $r = -2$ nel caso $R = \infty$; nel caso R finito, invece, l'effetto della curvatura terrestre comincia ad essere sensibile per angoli $\chi \geq 60°$ ed è maggiore per $r = -2$ che per $r = -3$ cioè crescente al crescere del gradiente di temperatura; in più, per angoli χ prossimi a 90° il massimo di $\frac{I(v)}{I_0}$ risulta maggiore per $r = -2$ che per $r = -3$. Risultati qualitativamente e quantitativamente analoghi (che qui non riportiamo) si ottengono se si assumono valori diversi per le quantità $1 + pz^*$ e p. In quanto alla altezza del massimo di $\frac{I(v)}{I_0}$ al variare di χ essa risulta crescente con χ, più rapidamente nel caso $R = \infty$ che nel caso R finito.

Possiamo pertanto concludere che l'effetto della curvatura terrestre è trascurabile fino a valori di χ prossimi a 60° ma può essere notevole per angoli maggiori e, come vedremo nel paragr. seguente, notevole potrà risultare l'effetto sulla densità elettronica e quindi sulla frequenza critica dello strato ionizzato.

In modo del tutto analogo si esegue il calcolo della intensità di ionizzazione nel caso in cui si abbia

$$\begin{cases} T = T_0\,(1 + pz) & \text{per } z \leqslant c \\ T = T_1 = T_0\,(1 + pc) & \text{per } z \geqslant c \end{cases} \qquad [8]$$

Le [3] e [4], a partire dalle $(M, 29)$ e $(M, 15)$, sono allora sostituite per il caso $R = \infty$ dalle espressioni

$$I(v) = I_0\, exp\,[\mu\,(1 - sec\,\chi\, v^r)\,]\cdot v^{r-1} \quad \text{per } \frac{1}{1 + p\,z^*} \leq v \leq \frac{1 + p\,c}{1 + p\,z^*} = s \qquad [9]$$

$$I(Z) = I_0 \, exp \left\{ \mu \left[1 - sec\,\chi\, s^r \, exp(-Z) \right] - Z \right\} \cdot s^{r-1} \qquad \text{per } Z \geq 0 \qquad [10]$$

ove con Z si è indicata la variabile $Z = \dfrac{z-c}{(1+pc)\,H_0} = \dfrac{z-c}{H_c}$ cioè la generica quota riferita alla quota c e misurata in unità $H_c = (1 + pc)\,H_0$, essendo H_c il valore costante della scala delle altezzc al di sopra della quota c stessa.

Nel caso che R sia finito, invece, a partire dalle $(M, 42)$ e $(M, 47)$, si possono scrivere le espressioni

$$I(v) = I_0 \, exp \left\{ \mu + h\,G(v) - \frac{\mu\, s^r}{H_c}\, \delta(s) \right\} \cdot v^{r-1} \qquad [11]$$

$$\text{per } \frac{1}{1+pz^*} \leq v \leq s$$

con

$$G(v) = \int_{c(s)}^{z(v)} (1+p\,\xi)^{r-1} \left[1 - \left(\frac{R+z(v)}{R+\xi} \right)^2 sen^2\chi \right]^{-1/2} d\xi \qquad [12]$$

$$\delta(s) = \int_{c(s)}^{\infty} exp\left(- \frac{\xi - c}{H_c} \right) \cdot \left[1 - \left(\frac{R+c(s)}{R+\xi} \right)^2 sen^2\chi \right]^{-1/2} d\xi \qquad [12']$$

e

$$I(Z) = I_0 \, exp \left\{ \mu \left[1 - \frac{s^r}{H_c}\, \lambda(Z) \right] \right\} \cdot s^{r-1} \qquad [13]$$

$$\text{per } Z \geq 0$$

con

$$\lambda(Z) = \int_{z(Z)}^{\infty} exp\left(- \frac{\xi - c}{H_c} \right) \cdot \left[1 - \left(\frac{R+z(Z)}{R+\xi} \right)^2 sen^2\chi \right]^{-1/2} d\xi \qquad [13']$$

I risultati del calcolo numerico sono esposti nelle figure 3 e 4 che danno gli andamenti di $\dfrac{I}{I_0}$ per vari valori di χ, in funzione delle variabili v e Z nei casi $1 + pz^* = 2$, $s = 4$ e $1 + pz^* = 6$, $s = 1{,}333$ e sempre per $p = 0{,}025$ km^{-1}.

Si vede dalla fig. 3 che, come era prevedibile, l'andamento di $\frac{I}{I_0}$ è praticamente coincidente con quello ottenuto nel caso della fig. 2 allorché la quota alla quale la $\frac{I}{I_0}$ è massima per $\chi = 0°$ è assai più bassa della quota c. Nel secondo caso, invece, si constata la presenza

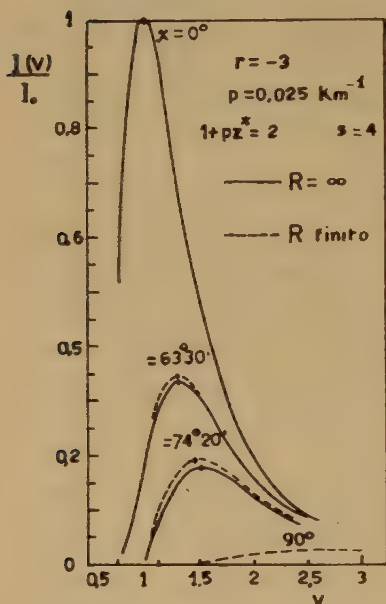


Fig. 3

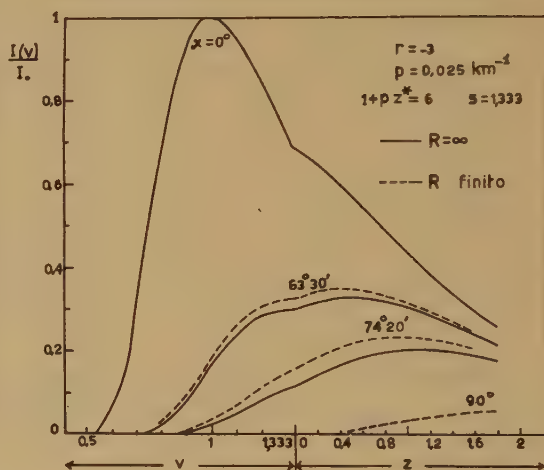


Fig. 4

di una discontinuità del gradiente della intensità $\frac{I}{I_0}$, di entità crescente al crescere dell'altezza del Sole sull'orizzonte cioè al diminuire dell'angolo zenitale. Per angoli χ maggiori di circa 75° la discontinuità è praticamente scomparsa.

Gli andamenti di $\frac{I}{I_0}$ per altri valori dei parametri sono sempre del tipo indicato nelle figg. 3 e 4 sia per quanto riguarda la influenza della discontinuità del gradiente di temperatura che per l'effetto della curvatura terrestre.

Concludiamo allora, in generale, che anche nel caso in cui si abbia una discontinuità del gradiente verticale l'effetto della curvatura terrestre si fa sentire per $\chi \geq 60°$ e quindi, essenzialmente, nelle prime

e nelle ultime ore del giorno durante l'estate ma anche nelle ore meridiane durante l'inverno (a medie latitudini).

Paragrafo 2. — Applicheremo ora i risultati del paragrafo precedente al calcolo della densità elettronica. Considereremo la classica equazione

$$\frac{dN}{dt} = I - \alpha N^2 \qquad [14]$$

per la cui integrazione occorrerà fare delle ulteriori ipotesi sulla dipendenza di α dalla quota (o da altre variabili) oltreché sulla dipendenza della temperatura dal tempo.

Questi argomenti sono più ampiamente trattati in altro lavoro in preparazione; qui ci limiteremo a fare delle ipotesi di lavoro in quanto nostro scopo è quello di valutare l'ordine di grandezza delle correzioni che vanno apportate alla densità elettronica allorché si considera l'influenza della curvatura terrestre oltreché il caso non stazionario; l'interesse per queste due questioni è accresciuto dal fatto che l'effetto della prima è maggiormente sensibile proprio quando non sono valide, almeno a priori, le condizioni stazionarie studiate da Gledhill e Szendrei per il caso $R = \infty$.

Supporremo allora che il coefficiente di ricombinazione α si possa ritenere costante e che la temperatura sia, a ciascuna quota, costante nel tempo. La [14] si può particolarizzare nella forma

$$\sigma \frac{d\nu}{d\Phi} = \frac{I}{I_0} - \nu^2 \qquad [15]$$

con

$$\Phi = \frac{2\pi}{86400} t = \frac{t}{1{,}37 \cdot 10^4}$$

$$\nu = \frac{N}{N_0}$$

$$N_0 = \sqrt{\frac{I_0}{\alpha}}$$

$$\sigma = \frac{1}{1{,}37 \cdot 10^4 N_0 \alpha}$$

La [15] è stata integrata numericamente con il metodo di Millington (3), con la condizione che la $\nu(\Phi)$ fosse, a ciascuna quota v, periodica in Φ con periodo 2π. Le figg. 5 e 6 mostrano l'andamento di

$\nu(\Phi)$ per vari valori di v ottenuto, rispettivamente, per un giorno al solstizio estivo e per un giorno al solstizio invernale alla latitudine di 45° e per i valori $r = -2$, $p = 0{,}025$ km^{-1}, $1 + pz^* = 2$ e $\sigma = \frac{1}{5}$

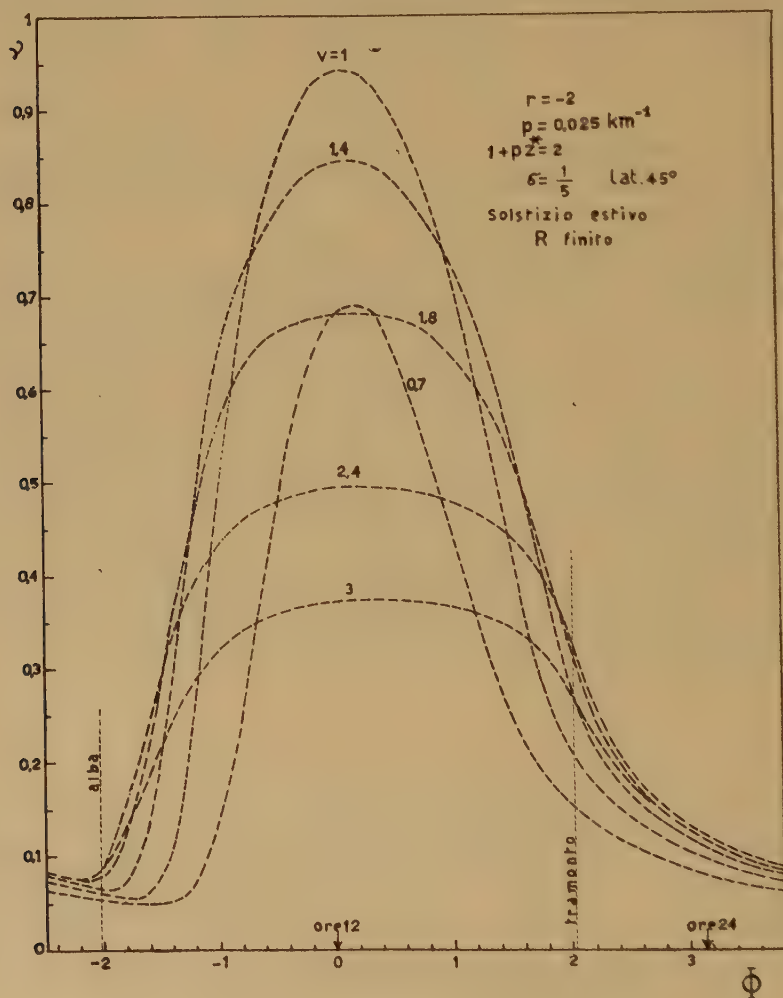


Fig. 5

assumendo una temperatura linearmente e indefinitamente crescente con la quota. Per il giorno estivo abbiamo riportato l'andamento di $\nu(\Phi)$ nel solo caso R finito, in quanto piuttosto modeste sono le differenze rispetto al caso $R = \infty$ tranne nelle prime ore dopo l'alba. Sensibili risultano invece le differenze tra i due casi nel giorno invernale.

Dalle curve graficate è possibile dedurre l'andamento di $\nu(v)$ istante per istante: nella fig. 7 riportiamo, come più rispondenti al nostro scopo, gli andamenti orari di $(\nu_{max})^{1/2}$ che sono proporzionali alle

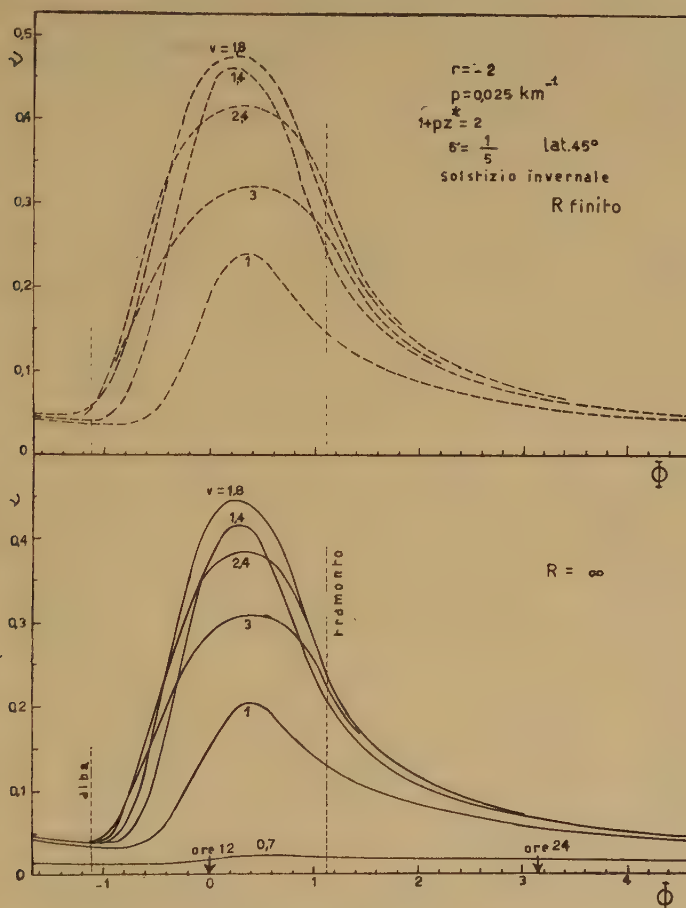


Fig. 6

frequenze critiche f_c, ottenuti nei due casi $R = \infty$ e R finito per i due giorni tipici. Si nota come d'estate le maggiori differenze percentuali tra i due casi si manifestano qualche ora dopo l'alba (fino al 25%) e, con minore entità, verso il tramonto mentre nelle ore meridiane l'andamento di f_c è praticamente lo stesso; d'inverno, invece, le differenze sono assai più marcate e sussistono anche nelle ore meridiane.

In quanto all'altezza del massimo di densità elettronica (che non riportiamo) essa risulta minima e piuttosto simmetrica intorno al mezzogiorno. Nella stessa fig. 7 sono anche riportati punteggiati gli andamenti di $(\nu_{max})^{1/2}$ per il caso stazionario; si constata che se le condizioni stazionarie sono ammissibili per varie ore a cavallo del mezzogiorno in estate, non altrettanto può dirsi d'inverno; naturalmente per valori di σ maggiori o minori di quello considerato, l'intervallo di tempo entro il quale potranno assumersi condizioni stazionarie va restringendosi o allargandosi, rispettivamente.

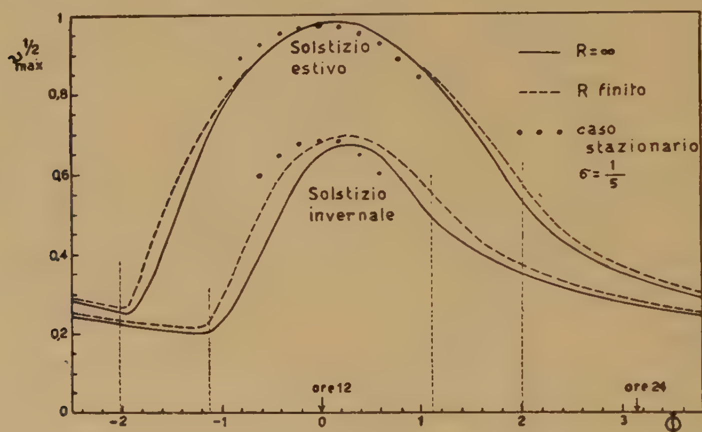


Fig. 7

Abbiamo pure considerato il caso in cui la temperatura abbia l'andamento [8]: in particolare abbiamo posto $r = -2$, $p = 0{,}025$ km^{-1}, $1 + pz^* = 2$ e $\sigma = \dfrac{1}{5}$, sempre per i giorni solstiziale estivo e invernale alla latitudine di 45°: praticamente non vi sono differenze rispetto agli andamenti di $(\nu_{max})^{1/2}$ mostrati nella fig. 7.

Fin qui si è considerata l'eventualità che il coefficiente di ricombinazione α fosse costante; ove si volesse considerarne la diminuzione con la quota, pur avendosi naturalmente degli andamenti di densità e quindi di frequenza critica diversi a seconda della legge di dipendenza di α dalla quota (o da altre variabili), si possono fare delle considerazioni qualitative; sia α_c il valore di α alla quota fissa c e ammettiamo che sia $\alpha > \alpha_c$ a quote inferiori a c e $\alpha < \alpha_c$ a quote superiori: conseguenza di ciò è un innalzamento sistematico del massimo

di densità elettronica e, se la variazione di α con la quota è sufficientemente rapida, tale massimo verrà a trovarsi sempre al di sopra della quota c: in questo caso, alla quota c, si avrebbe una discontinuità del *grad* ν cui, da un punto di vista sperimentale, verrebbe a corrispondere una discontinuità della curva $h'(f)$ dell'altezza virtuale. Ciò premesso si può notare che effettivamente una discontinuità $h'(f)$ si riscon-

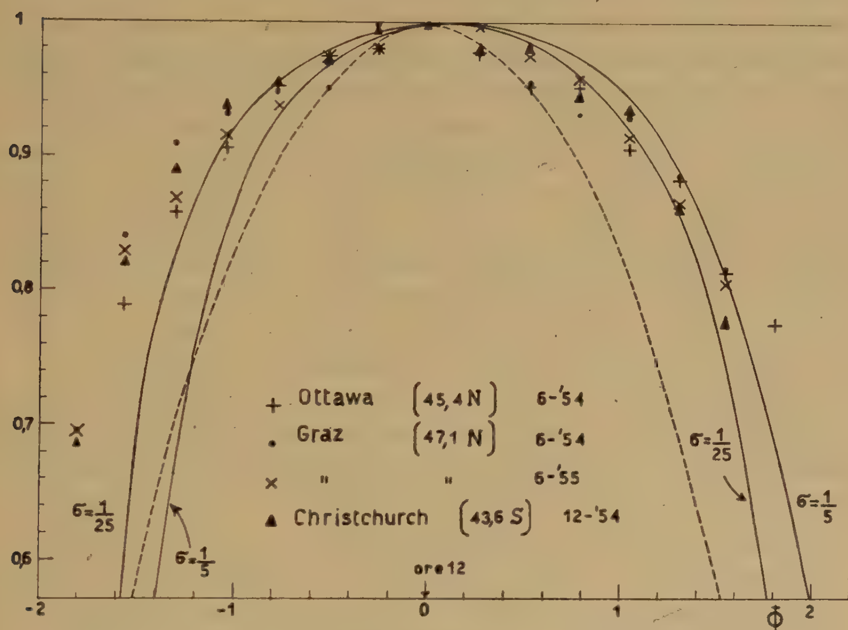


Fig. 8

tra, a medie latitudini, durante l'estate: la frequenza f dell'onda riflessa in corrispondenza di tale discontinuità è quella che si chiama frequenza critica f_0F_1 dello strato F_1.

Consideriamo la fig. 8, nella cui preparazione ciascuna serie di valori numerici indicati, sia calcolati sia sperimentali, è stata moltiplicata per opportuni coefficienti di normalizzazione allo scopo di renderli tutti uguali all'unità in corrispondenza del mezzogiorno così da favorirne il confronto senza alterarne il significato fisico: le linee continue indicano gli andamenti delle frequenze di riflessione alla quota c, calcolati per due valori di σ e per $R = \infty$, la linea tratteggiata dà l'andamento della funzione $(\cos \chi)^{1/2}$ mentre i vari tipi di punti indicano i valori mediani mensili di f_0F_1 ricavati dai dati sperimentali ottenuti

nel mese del solstizio estivo in varî osservatori situati a latitudini assai prossime ai 45°, nei quali l'alba e il tramonto si hanno rispettivamente intorno alle 4 e alle 20, ovvero in termini di Φ, per $\Phi \simeq -2$ e $\simeq +2$. Si nota una sensibile concordanza, maggiore nel caso $\sigma = \frac{1}{25}$ che nel caso $\sigma = \frac{1}{5}$, tra dati sperimentali e valori calcolati, da circa 4 ore dopo l'alba fino a circa 2 ore prima del tramonto, accordo che non sussiste con altrettanta bontà con la curva di $(cos\,\chi)^{1/2}$ quale dovrebbe aversi secondo le previsioni della originaria teoria di Chapman. Bisogna in più aggiungere che, tenendo conto della curvatura terrestre, le frequenze critiche risultano maggiori fino al $20 \div 25\%$ nelle ore immediatamente successive all'alba rispetto a quelle calcolate per $R = \infty$, cosicché migliora la concordanza nelle ore antimeridiane, così da poter ritenere sperimentalmente sostenibili le ipotesi su cui abbiamo poggiato il calcolo delle densità elettroniche (e quindi delle frequenze di riflessione) alla quota c, almeno nell'intervallo $-1{,}6 \leq \Phi \leq 1{,}6$, cioè, approssimativamente, nelle ore comprese tra le 6 e le 18.

Analoghe considerazioni possono svolgersi per il giorno invernale: data però la sensibile simmetria diurna di f_0F_1 nelle ore e nei luoghi in cui lo strato F_1 è osservabile occorrerà postulare un più piccolo valore di σ che, a parità di N_0, significa un più alto valore del coefficiente di ricombinazione durante l'inverno.

In conclusione vogliamo sottolineare che l'influenza della curvatura terrestre sulla densità elettronica (e quindi sulla frequenza critia) non va sottovalutata in quanto essa può essere piuttosto sensibile e ciò in particolare quando si vogliano studiare i fenomeni che vengono al mattino o al tramonto per i quali appare senz'altro non lecito fare a meno di considerarla.

In più l'apprezzabile concordanza tra valori sperimentali di f_0F_1 e valori calcolati sopra rilevata, può apparire incoraggiante così da suggerire la possibilità di riesaminare più in dettaglio, sulla base della [8] e tenendo nel dovuto conto la diminuzione con la quota del coefficiente di ricombinazione, tutta la questione della regione F nel suo complesso; ma per tale argomento rinviamo a una prossima nota ora in preparazione.

Paragrafo 3. — In questo paragrafo vogliamo stabilire i limiti di validità di talune approssimazioni assai frequenti nella riduzione delle curve $h'(f)$ alle altezze vere; il caso più spesso considerato è quello

della approssimazione parabolica per il quale la densità elettronica viene supposta funzione quadratica della quota. Ci limiteremo, per semplicità di trattazione, al caso stazionario e al caso $R = \infty$: dalle [15] e [3] si deduce immediatamente

$$\nu = exp\left[\frac{\mu}{2}(1 - sec\,\chi\, v^r)\right] \cdot v^{(r-1)/2}; \qquad [16]$$

indicando con v_m il valore di v in corrispondenza del quale ν è massima, sviluppando la ν stessa in serie di Taylor intorno al punto v_m e arrestandoci al termine quadratico otteniamo l'espressione

$$\nu(v) = \nu_{max}\left[1 + \frac{r(1-r)}{4} sec\,\chi^{2/r}(v - v_m)^2\right] \qquad [17]$$

che si traduce immediatamente nella forma equivalente, in z e z_m,

$$\nu(z) = \nu_{max}\left[1 + \frac{r(1-r)}{4}\frac{p^2}{(1+pz^*)^2} sec\,\chi^{2/r}(z - z_m)^2\right] \qquad [18]$$

Si stabilisce subito l'intervallo di quote entro cui la [16] può identificarsi, con determinata approssimazione, con le precedenti espressioni. Nella fig. 9 sono riportati i limiti inferiori dell'intervallo di $v - v_m$ entro cui, ai vari angoli zenitali e per $r = -2$, la $\nu(v)$ approssimata non differisce di oltre il 10% (curva a) e di oltre il 50% (curva b) dal valore esatto fornito dalla [16].

Fin qui il coefficiente di ricombinazione è stato supposto costante con la quota; se ora ammettiamo, per es., che esso dipenda dalla quota v secondo la legge $\alpha \sim \frac{1}{v^\gamma}$ le [16], [17], [18] sono sostituite dalle espressioni

$$\nu(v) = exp\left[\frac{\mu}{2}(1 - sec\,\chi\, v^r)\right] \cdot v^{(r-1+\gamma)/2}, \qquad [19]$$

$$\nu(v) = \nu_{max}\left[1 + \frac{r(1-r-\gamma)}{4}\left(\frac{1-r-\gamma}{1-r}\right)^{-2/r} sec\,\chi^{2/r}(v - v_m)^2\right] \qquad [20]$$

$$\nu(z) = \nu_{max}\left[1 + \frac{r(1-r-\gamma)}{4}\left(\frac{1-r-\gamma}{1-r}\right)^{-2/r}\frac{p^2}{(1+pz^*)^2} sec\,\chi^{2/r}(z - z_m)^2\right]. \qquad [21]$$

Ancora nella fig. 9 è riportato il limite inferiore dell'intervallo di $v - v_m$ entro cui, supposto $\gamma = 2$, la espressione quadratica appros-

simata di $\nu(v)$ non differisce di oltre il 10% (curva c) e di oltre il 50% (curva d) dal valore esatto fornito dalla [19]. Si constata che il limite inferiore di $v - v_m$ è maggiore nel caso $\alpha \sim \frac{1}{r^2}$ che nel caso $\alpha = cost$ e che, in ambedue i casi, esso va crescendo in valore al crescere dell'angolo zenitale.

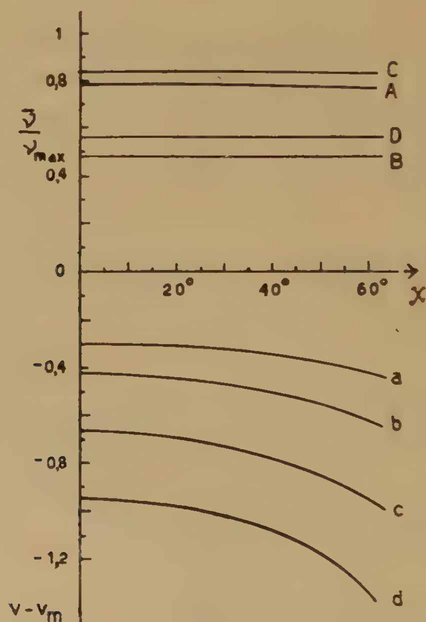


Fig. 9

Più interessanti risultano le curve *A*, *B*, *C*, *D*, che mostrano la dipendenza dall'angolo zenitale del rapporto $\bar{\nu}/\nu_{max}$ tra la densità esatta $\bar{\nu}$ alle quote rappresentate rispettivamente dalle curve *a*, *b*, *c*, *d* e la densità massima ν_{max}; si nota che, anche nel caso della curva *B*, tale rapporto è piuttosto alto ($\sim 0{,}48$) e che, in ogni caso, esso non dipende sensibilmente da χ; ne consegue, in generale, che le frequenze di riflessione alle quote per le quali l'approssimazione quadratica può considerarsi accettabile risultano non inferiori al $70 \div 80\%$ della frequenza critica. Dal punto di vista sperimentale ciò equivale a dire che l'intervallo di quote entro cui è valida la approssimazione quadratica per una atmosfera in cui la temperatura cresce linearmente e indefinitivamente con la quota viene a corrispondere un intervallo di frequenze riflesse sensibilmente prossime alla frequenza critica: ma per tali fre-

quenze la altezza virtuale $h'(f)$ è una funzione rapidamente crescente di f e gli errori sperimentali di lettura sugli ionogrammi possono essere rilevanti.

Ne concludiamo che ampie riserve vanno fatte, almeno nelle condizioni studiate, ai risultati ottenuti nella interpretazione dei dati sperimentali basati nell'uso dei modelli « parabolici » per la distribuzione di densità elettronica, risultati che vanno considerati come qualitativi e quindi necessitanti di più attento controllo e più precisa conferma per essere accettati.

Paragrafo 4. — Vogliamo da ultimo esaminare un'altra questione; consideriamo la più generale espressione per la intensità di ionizzazione $I(z)$ che, ponendo $y(z) = A(z)\,\rho(z)$, ove $A(z)$ è il coefficiente di assorbimento della radiazione ionizzante (che in tutto ciò che precede abbiamo supposto costante) e $\rho(z)$ la densità di materia, si scrive per le $(M, 5)$ e $(M, 3)$:

$$I(z) = \beta S_\infty y \exp\left[\sec\chi \int_\infty^z y\, dz\right]. \qquad [22]$$

In condizioni stazionarie vale allora l'equazione

$$\beta S_\infty y \exp\left[\sec\chi \int_\infty^z y\, dz\right] = \alpha N^2 \qquad [23]$$

Derivando, rispetto a z, membro a membro la [23] e quindi dividendo ancora membro a membro per la [23] stessa, si perviene, con facili passaggi, all'equazione

$$\frac{dy}{dz} = Py - Qy^2 \qquad [24]$$

con

$$\begin{cases} P = \dfrac{1}{\alpha N^2}\dfrac{d(\alpha N^2)}{dz} \\ Q = \sec\chi \end{cases} \qquad [25]$$

Ponendo ancora

$$y = \cos\chi \frac{1}{u}\frac{du}{dz}, \qquad [26]$$

la [24] si scrive nella forma

$$\frac{d^2 u}{d z^2} - P \frac{d u}{d z} = 0 \qquad [27]$$

il cui integrale generale è

$$u(z) = \delta_1 \int_0^z \alpha N^2 \, d z + \delta_2 \qquad [28]$$

con δ_1 e δ_2 costanti arbitrarie.

In conclusione, dalla [26] deduciamo la più generale soluzione della [24], dipendente da una sola costante di integrazione δ, nella forma

$$y(z) = \cos\chi \frac{\alpha N^2}{\delta + \int_0^z \alpha N^2 \, d z} \qquad [29]$$

La costante δ va determinata imponendo, per es., il valore y_0 al livello, peraltro arbitrario, $z = 0$, così da ottenere l'espressione

$$y(z) = y_0 \frac{\alpha N^2}{(\alpha N^2)_0 + y_0 \sec\chi \int_0^z \alpha N^2 \, d z} \qquad [30]$$

La [30] è formula di validità generale nel caso stazionario e per $R = \infty$ e la sua applicazione si semplifica ovviamente nei casi particolari, per es. quando si assuma $A(z) = A_0 = cost.$ Si constata immediatamente che da essa è possibile dedurre una espressione di $\alpha(z)$ che viene a coincidere con quella che si deduce dalla [23] imponendo la condizione $\alpha = \alpha_0$ per $z = 0$; si ha precisamente

$$\alpha(z) = \alpha_0 \frac{y}{N^2} \cdot \left(\frac{N^2}{y}\right)_0 \exp\left[\sec\chi \int_0^z y \, d z\right]. \qquad [31]$$

La utilità delle [30] e [31] può essere limitata dalle incertezze relative alle grandezze che in essa intervengono, oltreché dall'essere

dedotte nel caso stazionario e nell'ipotesi che la radiazione ionizzante sia monocromatica; a titolo di esempio applicheremo tali formule a un caso in cui la densità ν cresce linearmente con la quota con la legge

$$\nu = \nu_0 (1 + q z) \qquad [32]$$

Tale andamento di ν approssima abbastanza bene per es. quello sperimentale determinato con rocket da Seddon, Pickar e Jackson (4): dalla fig. 8 riportata da tali Autori risulta che la densità elettronica cresce appunto più o meno linearmente con la quota nell'intervallo tra 100 e 160 km dal suolo.

Nella fig. 10 riportiamo (curva a) l'andamento di $log_{10} [\rho (z)/ \rho_0]$

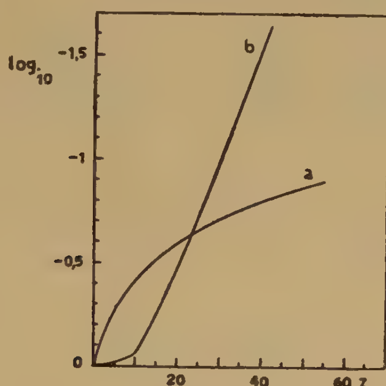


Fig. 10

dedotto dalla [30] nel caso in cui sia $q = 10^{-7}$ km^{-1} ; $A = A_0 = cost = 10^{-18}$ cm^2 ; $\rho_0 = 10^{-9}$ gr/cm^3 alla quota di 100 km dal suolo assunta come quota 0 nella [32]; $\chi = 0°$; $\alpha = \alpha_0 = cost$; la curva b mostra invece l'andamento di $log_{10} [\alpha (z)/ \alpha_0]$ nel caso in cui sia

$$\rho = \rho_0 \, exp(- z/z_0) \qquad \text{con } z_0 = 8{,}7 \text{ km} \qquad [33]$$

e la densità ν sia data sempre dalla [32]: appare ben evidente in questo caso una rapida diminuzione di α al crescere di z, con legge pressoché esponenziale tranne nei primi km al disopra della quota 0 entro i quali α si mantiene pressoché costante.

Conclusioni. — I risultati conseguiti nel presente lavoro ci permettono di stabilire che l'effetto della curvatura terrestre sulla intensità di ionizzazione comincia ad essere apprezzabile per angoli zenitali

prossimi a 60 ÷ 70° e che notevole *può* anche essere l'effetto sulla densità elettronica (e quindi sulla frequenza critica in particolare) soprattutto ai crepuscoli e, d'inverno, a medie latitudini anche durante la giornata: naturalmente però leggi di dipendenza del coefficiente di ricombinazione dalla quota e dal tempo diverse da quelle qui considerate possono influire più o meno sensibilmente sugli andamenti quantitativi di ν. Inoltre un risultato degno di rilievo è la concordanza rilevata tra i valori sperimentali di f_0F_1 (per un giorno solstiziale estivo alla latitudine di 45°) e i valori di $\nu^{1/2}$ alla quota c calcolati nel modello di atmosfera che si basa su una distribuzione di temperatura con la quota del tipo [8]. In quanto alla approssimazione parabolica che spesso viene assunta per l'andamento della densità elettronica con la quota vanno fatte, almeno nel caso di atmosfera non isoterma, delle riserve piuttosto rilevanti. Per quanto riguarda infine i risultati del parag. 4 solo una maggior copia di dati sperimentali potrà consentire di stabilirne i limiti di validità e la effettiva applicabilità a casi concreti.

Roma — Istituto Nazionale di Geofisica — Febbraio 1955.

RIASSUNTO

Nella presente nota si studia la dipendenza della ionizzazione I(z) *e della densità elettronica* N(z) *dalla curvatura terrestre in una atmosfera non isoterma nei due casi in cui il gradiente verticale di temperatura sia* a) *costante a ogni quota oppure* b) *da una certa quota* c *in su assuma valore nullo; in ambedue i casi le differenze rispetto al caso in cui la Terra sia supposta di raggio infinito cominciano ad apprezzarsi per angoli zenitali del Sole maggiori di 60÷70°: si ha un aumento delle frequenze critiche in ogni caso massimo nelle ore centrate intorno all'alba e, d'inverno, piuttosto sensibile anche nelle altre ore della giornata.*

Nel caso b *si constata che la densità elettronica* N *alla quota* c *si accorda sensibilmente con i valori sperimentali di* $(f_0 F_1)^2$ *assai più che con* $(\cos\chi)^{1/2}$ *come previsto dalla originaria teoria di Chapman.*

Si discutono quindi i limiti di validità della approssimazione « parabolica » per la densità elettronica N *che risultano assai ristretti così*

da far ritenere poco attendibili le deduzioni basate su tale approssimazione, almeno nel caso di atmosfera non isoterma.

Infine si stabilisce una relazione generale, valida in condizioni stazionarie, tra temperatura, densità elettronica, coefficiente di ricombinazione generalizzato, densità di materia e coefficiente di assorbimento della radiazione (monocromatica) ionizzante, che può essere utile per confermare o per integrare, le informazioni sperimentali.

SUMMARY

In this paper we study the effects of the terrestrial curvature on the ionization intensity I(z) *and on the electron density* N(z), *in a not-isotherm atmosphere, for the two cases in which* (i) *the temperature gradient has a constant value at every height or* (ii) *assumes the value* 0 *at heights larger than a height* c.

We come to the conclusion (§ 1) that the differences of I(z) *in the two cases of finite or infinite terrestrial radius* R *grow rather important at zenithal angles larger than* 60 ÷ 70°.

With regard to the electron density N(z) *we consider also the not stationary case and show (§ 2) that the differences in the cases of finite or infinite* R *may grow important expecially during the winter; in every case, if we assume a finite value of* R *the critical frequency of a layer after sunrise may assume values of 20-25% larger than in the case of infinite* R. *The results obtained in the case of a temperature variable according to the scheme* [8] *exibit an interesting feature: the calculated electron density* N_c *at the height* c *agrees with the experimental values of* $(f_0F_1)^2$ *more closely than* $(\cos\chi)^{1/2}$ *as predicted by the Chapman theory. Hence, if we assume the height* c *as the separation of the* F_1 *layer from the* F_2 *layer, we may consider a tentative scheme of a composite* F *region based on the temperature distribution* [8]; *we study this question in another paper now in preparation.*

We after consider (§ 3) the "parabolic" approximation of the electron density N *and show that, at least in the case of a not-isotherm atmosphere, it is not a good approximation; particularly we show that the approximation may considered acceptable only within the interval of heights corresponding to reflection frequencies not less than* 0,7 ÷ 0,8

times the critical frequency; but the experimental errors on the virtual height h′(f) *corresponding to these frequencies may be important so that the results of the interpretation of the ionograms based on the parabolic approximation may be affected by noticeable uncertainties.*

At least we state (§ 4) a general relation between temperature, electron density, generalized recombination coefficient, matter density and absorption coefficient of the ionizing radiation, valid, in the stationary conditions, for a monochromatic radiation. This relation may be useful, for example, in order to test or to integrate the experimental data; however further data are required in order to try its validity.

BIBLIOGRAFIA

(1) Mariani F., Ann. Geofis., 8-59 (1955).

(2) Gledhill J. A., Szendrei M. E., Proc. Phys. Soc. B, 63-427 (1950).

(3) Millington G., Proc. Phys. Soc., 44-580 (1932).

(4) Seddon J. C., Pickar A. D., Jackson J. E., J. Geophys. Res., 59-513 (1954).

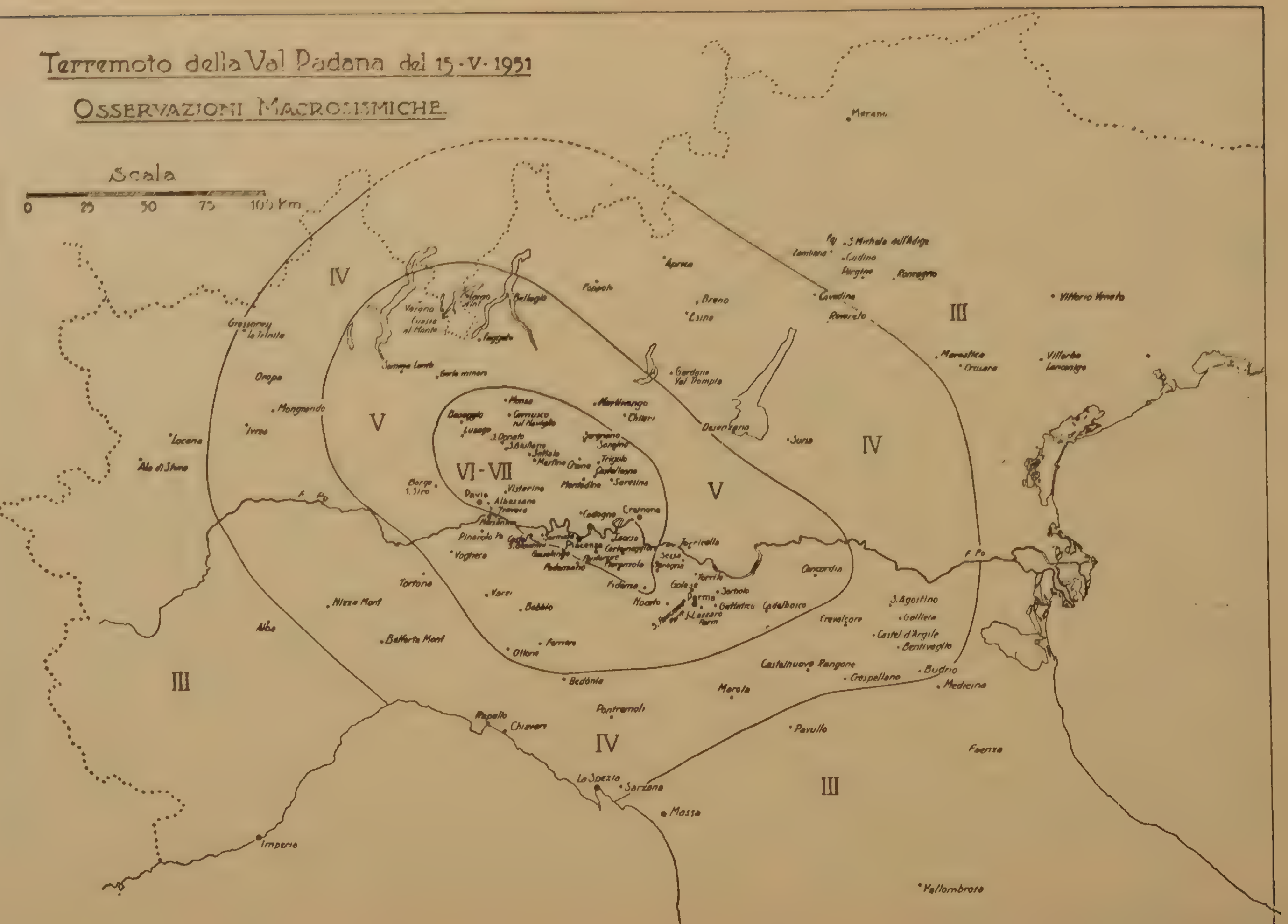
TERREMOTI DELLA VAL PADANA DEL 15-16 MAGGIO 1951

Caloi P. - De Panfilis M. - Di Filippo D. - Marcelli L.
Spadea M. C.

I. *Osservazioni macrosismiche.* — Dalle notizie rilevate dalla Stampa e da quelle tratte dall'indagine che l'ufficio Centrale di Meteorologia ha compiuto per nostro conto, si è potuto stabilire che la zona epicentrale cadeva nel lodigiano, dove ha sviluppato una intensità valutata dal VI al VII grado della scala Mercalli.

Nelle località che seguono, l'intensità della scossa è stata appunto dal VI al VII grado. Furono inoltre osservati altri fenomeni concomitanti. Così a Codogno la scossa è stata preceduta e accompagnata da un furioso abbaiare di cani; inoltre rombi sotterranei furono avvertiti immediatamente prima della scossa. A Monza contemporaneamente alla scossa fu notato un lampeggiare in cielo accompagnato da rombi sotterranei; a Merlino oltre i rombi sotterranei fu osservato il risveglio del pollame. A Cusago il rombo fu avvertito prima della scossa. A Settala notata l'irrequietezza dei cani, bovini ed equini nonché voli di rondini. A S. Donato oltre a segni di irrequietezza ed abbaiare di cani furono osservati rombi sotterranei. L'irrequietezza degli animali prima della scossa fu notata pure a S. Giuliano Milanese. A Cremona i rombi sarebbero stati susseguenti alla scossa, mentre quasi contemporanei sono stati osservati a Soncino. A Sergnano un forte rombo sotterraneo segnò l'inizio della scossa. Segni di agitazione negli animali precedettero la scossa a Caorso e Cortemaggiore. A Castel S. Giovanni, oltre a segni di irrequietezza degli animali, la scossa fu preceduta da forte rombo sotterraneo. Lo stesso avvenne a Fiorenzuola d'Adda. A Pontenure si ebbero segni di irrequietezza degli animali prima della scossa. Ad Albezzano il boato sotterraneo precedette la scossa come portato da una ventata. Cosa analoga si ebbe a Pavia e a Vistarino. Un forte boato contemporaneo alla scossa fu avvertito a Fidenza.

Altre località in cui la scossa fu sentita tra il VI ed il VII grado,



Terremoto della Val Padana del 15-V-1951
Osservazioni Macrosismiche
Scala
0 25 50 75 100 Km
Merano
S. Michele dell'Adige
Cavedine
Rovereto
Vittorio Veneto
Marostica
Villorba
Aprica
Breno
Esine
Gardone Val Trompia
Desenzano
Bellagio
Oropa
Mongrando
Ivrea
Locana
Ala di Stura
Monza
Chiari
Martinengo
Soresina
Cremona
Pavia
Voghera
Piacenza
Fidenza
Parma
Concordia
S. Agostino
Galliera
Castel d'Argile
Bentivoglio
Crevalcore
Castelnuovo Rangone
Crespellano
Budrio
Medicina
Marola
Pavullo
Faenza
Bedonia
Pontremoli
Ottone
Ferriere
Bobbio
Tortona
Nizza Mont.
Belforte Mont.
Alba
Rapallo
Chiavari
La Spezia
Sarzana
Massa
Imperia
Vallombrosa
f. Po
IV
V
VI-VII
V
IV
III
IV
III
III

furono Cernusco sul Naviglio, Crema, Castelleone, Montodine, Sarmata, Piacenza, Travacò Siccomoro, Trigolo, Sergnano e Lusago.

La scossa di V grado della scala Mercalli fu avvertita nelle seguenti località: Borgo S. Siro, Pinarolo Po, Ottone, Parma, Bellagio, Gorla Minore, Cuasso al Monte, Crevalcore, Oropa, Concordia, Cadelbosco, Gattatico e Baseggio, Gossolengo, S. Lazzaro Parmense, Somma Lombardo, Gallina, Voghera.

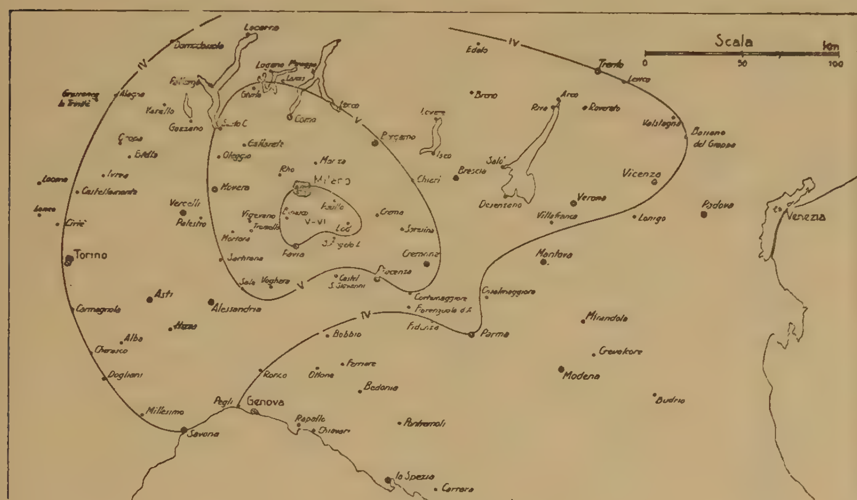


Fig. 2

Rombi sotterranei furono notati inoltre con irrequietezza di animali, nelle seguenti località: Mezzanino, Varzi, Ferriere, Podenzano, Bobbio, Soragna, Sorbolo, Noceto, Torrile, Sissa, S. Pancrazio, Faggeto Lario (con sconvolgimento delle acque del lago), Lanzo Intelvi, Varano Borghi (agitazione del lago), Chiari, Martinengo (caduta anche di una palla della torre campanaria), Torricella del Pizzo, Nizza Monferrato, Mongrando.

Di IV grado della scala Mercalli fu sentita la scossa, con rombi sotterranei e irrequietezza nelle bestie, nelle seguenti località: Castello d'Argile, Esine (con colpo di vento nel momento in cui la scossa era più forte), La Spezia, Aprica, S. Agostino, Cavedine. Sempre di IV grado nelle seguenti località: Bentivoglio, Budrio, Crespellano Caleno, Gardone Valtrompia, Desenzano, Breno, D'Ejola, Gressoney - La Trinité, Rapallo, Chiavari, Sarzana, Ivrea, Belforte Monferrato, Foppolo, Sona, Castelnuovo Rangone, Marola, Rovereto e Pontremoli.

La scossa fu avvertita di III grado della scala Mercalli nelle seguenti località: Codino, S. Michele all'Adige, Fai, Pergine Valsugana, Vittorio Veneto, Locana, Ala di Stura, Merano, Marostica, Faenza, Pavullo, Medicina, Vallombrosa, Crosara e Massa Carrara. Inquietudine negli animali fu notata a Zambana, Roncegno e Imperia. A Lancenigo fu sentito inoltre un boato e come un rumore di treni in marcia. Ad Alba un rombo lievissimo nell'aria.

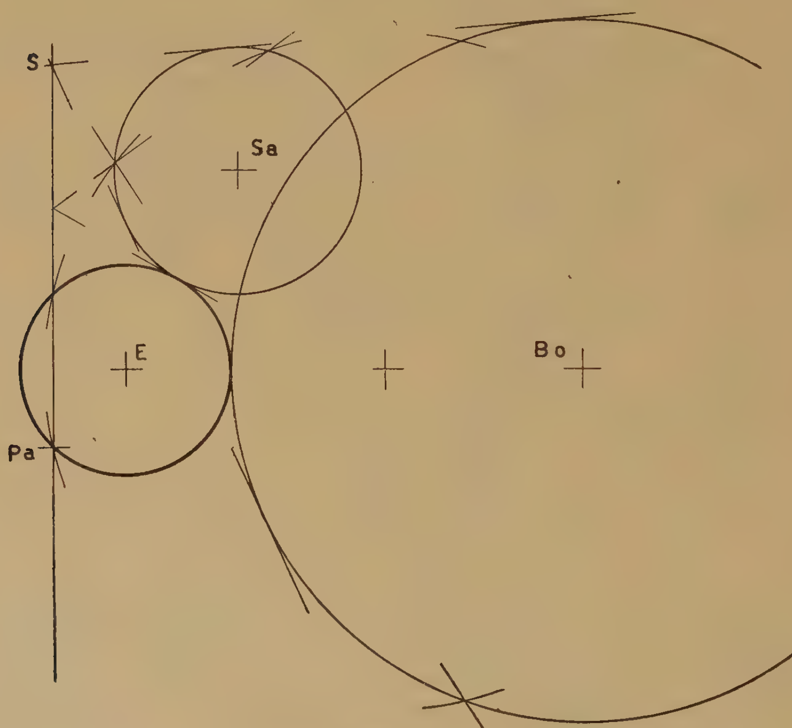


Fig. 3

Come notizie complementari, tratte dalla Stampa di Roma (e confermate sostanzialmente dalle cartoline pervenute all'ufficio Centrale di Meteorologia), possiamo aggiungere che la scossa è stata sentita con intensità dell'ordine del III grado Mercalli nelle due Riviere Liguri, a Verona, Asti, Vicenza, Padova, Trento, Bolzano, Feltre, Novara, Firenze, Lucca, Torino, Reggio Emilia, Imola, Vercelli e Modena. A Mantova la scossa provocò la caduta di tegole, a Brescia di calcinacci, caduta che si verificò pure a Salò, dove il lago sarebbe stato visto muoversi improvvisamente.

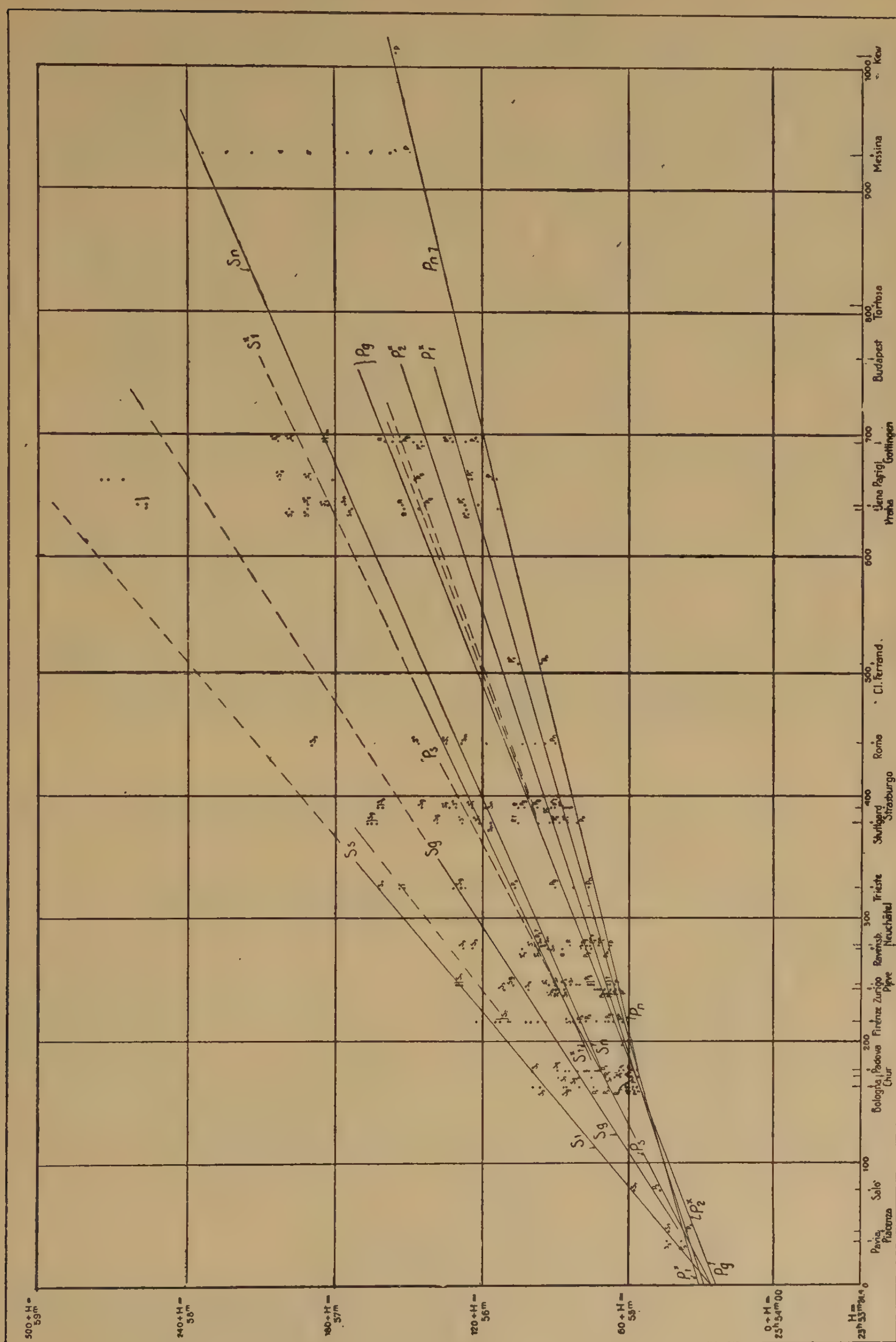

Pavia
Piacenza
Salò
Bologna
Padova
Chur
Firenze
Zurigo
Pieve
Ravensb.
Neuchâtel
Trieste
Stuttgard
Strasburgo
Rome
Cl. Ferrand
Praha
Jena
Parigi
Göttingen
Budapest
Tortosa
Messina
Kew
100
200
300
400
500
600
700
800
900
1000
Pn
Sn
Pg
Sg
Ss

Fig. 4

A Milano, dove la scossa fu valutata in media del VI grado della scala Mercalli, oltre a molto panico, specie nei cinematografi, la scossa determinò la caduta di cornicioni e di comignoli, nonché crepe nel selciato e lesioni piuttosto gravi in alcuni fabbricati già danneggiati da precedenti bombardamenti. Sia a Milano che a Venezia, la scossa sarebbe stata preceduta dal volo di piccioni.

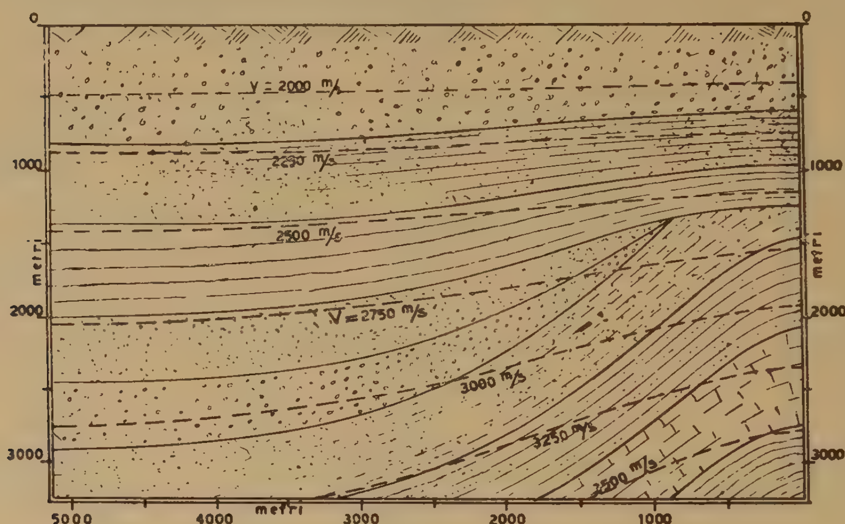


Fig. 5

A Como e a Brunate il rombo inteso, in concomitanza con la scossa, fu di inusitata violenza.

La fig. 1 dà la rappresentazione delle isosiste relative alla scossa del 15 maggio. La fig. 2 riporta i dati macrosismici relativi alla scossa del mattino successivo.

II. — Allo scopo di avere un primo valore approssimativo delle coordinate epicentrali, abbiamo applicato uno dei metodi grafici, in precedenza esposti da uno di noi (¹).

Con i dati relativi alle onde *Pg* ottenuti a Pavia, Salò e Bologna, presa come fondamentale la stazione di Pavia, il metodo su accennato ha condotto ai seguenti valori per le coordinate epicentrali:

$$\varphi = 45^\circ\ 16'\ N.$$

$$\lambda = 9^\circ\ 36',8\ E.$$

La fig. 3 dà la rappresentazione grafica dell'applicazione del metodo.

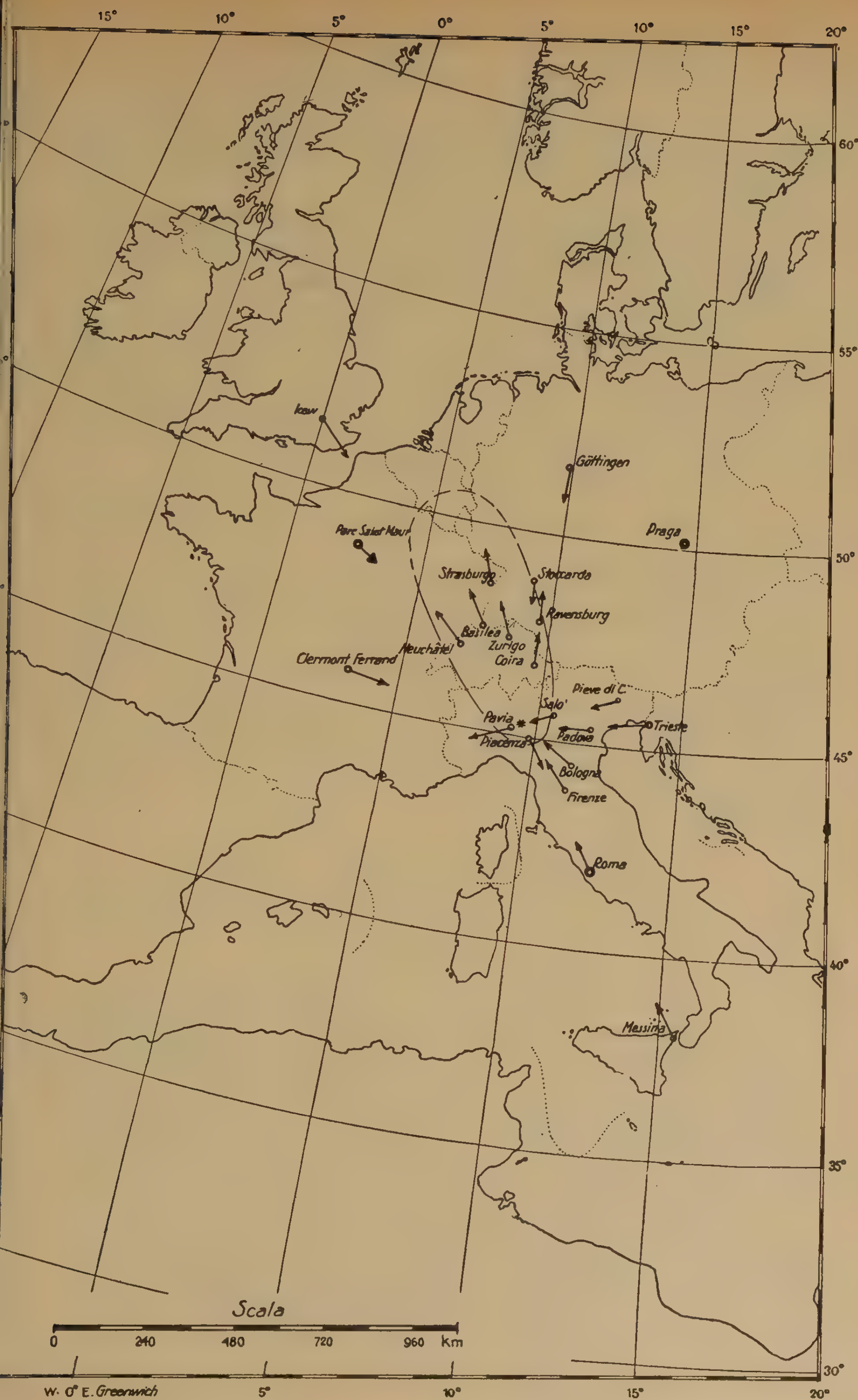

15°
10°
5°
0°
5°
10°
15°
20°
60°
55°
50°
45°
40°
35°
30°
Kew
Göttingen
Praga
Parc Saint Maur
Strasburgo
Stoccarda
Ravensburg
Basilea
Zurigo
Coira
Neuchâtel
Clermont Ferrand
Pieve di C.
Salo'
Pavia
Piacenza
Padova
Trieste
Bologna
Firenze
Roma
Messina
Scala
0
240
480
720
960
km
W. 0° E. Greenwich
5°
10°
15°
20°

Fig. 5

Di queste coordinate ci siamo valsi come valori approssimativi per una determinazione ulteriore, quale viene esposta nel paragrafo successivo.

III. — È stato applicato, per la determinazione delle coordinate ipocentrali e del tempo origine, un metodo che consente di ottenere contemporaneamente queste quattro grandezze ([2]).

Se indichiamo con $t_o, \lambda_o, \varphi_o$ e h_o i valori approssimati delle incognite, con δt_o, $\delta\lambda_o$, $\delta\varphi_o$ e δh_o le piccole correzioni da calcolare con il metodo dei minimi quadrati, per ottenere il valore più probabile delle incognite stesse e se t_n rappresenta il tempo di propagazione delle onde P_n, limitando lo sviluppo in serie ai termini di primo ordine in $\delta\lambda_o$, $\delta\varphi_o$, e δh_o , supposti sufficientemente piccoli, si ha:

$$t_n = f(\lambda_o, \varphi_o, h_o) + \frac{\partial f}{\partial \lambda_o}\delta\lambda_o + \frac{\partial f}{\partial \varphi_o}\delta\varphi_o + \frac{\partial f}{\partial h_o}\delta h_o \qquad [1]$$

In quest'ultima formula $f\ (\lambda_o, \varphi_o, h_o)$ è il tempo di propagazione delle P_n corrispondente alla distanza epicentrale della stazione considerata, quale risulta dai valori approssimati di λ_o, φ_o; mentre $\frac{\partial f}{\partial h_o}$ si ottiene dalle dromocrone, ritenendo costante Δ nel valore Δ_o e assegnando ad h (a partire da h_o) un incremento pari all'unità della dromocrona prescelta, che darà il corrispondente incremento positivo o negativo del tempo di tragitto.

Si prova che:

$$\frac{\partial f}{\partial \lambda_o} = \frac{\partial f}{\partial \Delta_n}\frac{\partial \Delta_n}{\partial \lambda_o} = -\frac{\partial f}{\partial \Delta_n}\cos\varphi_o \sin\alpha\ ;$$

$$\frac{\partial f}{\partial \varphi_o} = \frac{\partial f}{\partial \Delta_n}\frac{\partial \Delta_n}{\partial \varphi_o} = -\frac{\partial f}{\partial \Delta_n}\cos\alpha$$

dove α indica l'azimut della stazione considerata rispetto all'epicentro.

Indicando con (P_n) i tempi di P_n registrati nelle stazioni di coordinate φ_n, λ_n, quando si faccia astrazione dagli inevitabili errori di osservazione e registrazione, detti tempi risulteranno dalla somma dell'ora iniziale del terremoto e del tempo di tragitto corrispondente, per cui varrà l'equazione

$$\delta t_o - \cos\varphi_o \sin\alpha \frac{\partial f}{\partial \Delta_n}\delta\lambda_o - \cos\alpha \frac{\partial f}{\partial \Delta_n}\delta\varphi_o + \frac{\partial f}{\partial h_n}\delta h_o = (P_n) - t_o - f(\lambda_o, \varphi_o, h_o,) \qquad [2]$$

che è l'equazione di condizione relativa alla stazione considerata, di distanza epicentrale Δ_n; il secondo membro è costituito da quantità note.

La [2] naturalmente va ripetuta per tutte le stazioni ed il sistema che così si ottiene risolto con i minimi quadrati.

Una prima applicazione della [2] è fatta con i seguenti dati ap-

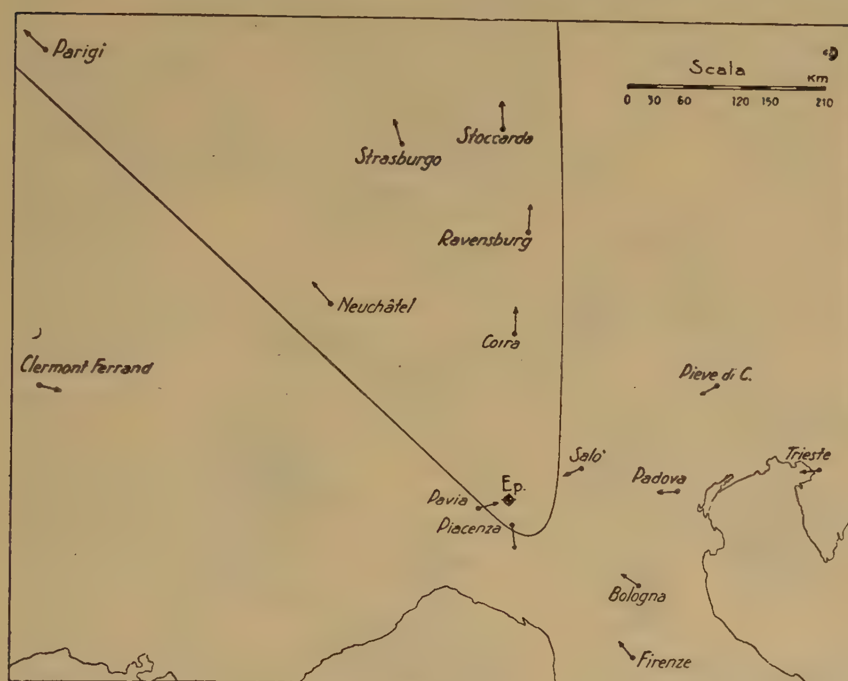


Fig. 7

prossimativi: $\lambda_0 = 9^\circ\ 36', 8\ E$; $\varphi_0 = 45^\circ\ 16'\ N$; $h_0 = 5$ km ; $t_0 = 22^h\ 54^m\ 24^s$.

Le stazioni di cui ci siamo serviti furono Coira, Zurigo, Neuchâtel, Stoccarda, Strasburgo, Roma, Praga, Messina. La Tabella I contiene alcuni degli elementi che hanno servito per la risoluzione, con il metodo dei minimi quadrati del sistema di otto equazioni analoghe alla [2], applicata ad ognuna delle otto stazioni considerate.

Per il calcolo dei tempi di tragitto ci siamo valsi della dromocrona relativa al terremoto del Gran Sasso d'Italia, per il quale fu calcolata una profondità di 5 Km ca. La scelta è pure giustificata dal

Fig. 8

fatto che, in lavori precedenti, è stato provato che le velocità di propagazione negli strati superficiali della Val Padana hanno stretta analogia con quelle ottenute per l'Italia centrale.

L'applicazione del metodo ha portato ai seguenti valori più pro-



Fig. 9

TABELLA I

STAZIONI	Δ	sen α	α	cos α	tempo tragitto sec.	tempo calcol.
Coira	1°.584	—0.033	358°.06'.11"	+0.999	31ˢ.9	22ʰ54ᵐ55ˢ.9
Zurigo	2°.218	—0.316	341°.36'.32"	+0.949	40 .5	55 04 .5
Neuchâtel	2°.526	—0.717	314°.11'.30"	+0.697	44 .7	08 .7
Stoccarda	3°.516	—0.079	355°.28'.54"	+0.997	58 .1	22 .1
Strasburgo	3°.550	—0.345	239°.50'.38"	+0.939	58 .6	22 .6
Roma	3°.965	+0.545	147°.00'.11"	—0.839	64 .2	28 .2
Praga	5°.794	+0.534	32°.16'.50"	+0.845	89 .0	53 .0
Messina	8°.340	+0.561	145°.53'.00"	—0.828	123 .5	56 27 .5

babili delle incognite: $\delta\lambda_0 = -11',13 \pm 4',2$; $\delta\varphi_0 = +3',95 \pm 1',8$; $\delta t_0 = 0^s,3 \pm 0^s,3$; $\delta h_0 = 0$

Il controllo dei calcoli, ha portato ai risultati; $[vv] = 2,35075$; $[11.4] = 2,35075$ a conferma dell'esattezza dei risultati.

Tenendo conto dei valori di partenza si ha pertanto $\lambda_E = 9^\circ\ 25',7 \pm 4',2$; $\varphi_E = 45^\circ\ 20' \pm 1',8$; $t_0 = 22^h\ 54^m\ 24^s,3 \pm 0^s,3$. La profondità ipocentrale risulta dell'ordine di 5 Km.

IV. — Un valore approssimativo per le coordinate epicentrali è stato ottenuto con un terzo metodo che si vale dei dati di quattro stazioni prossime all'epicentro. Assegnate quattro stazioni, una delle

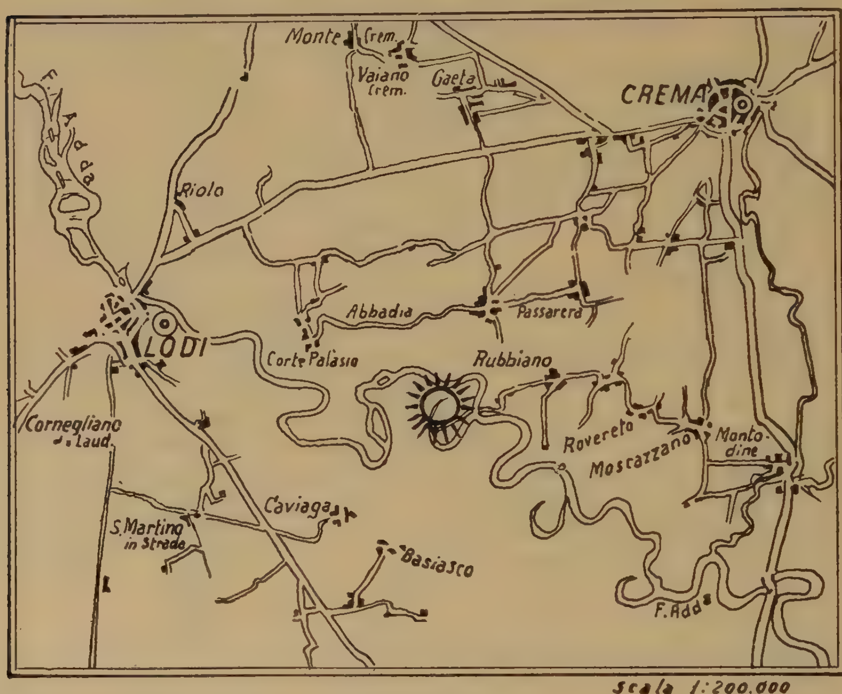


Fig. 10

quali, la più vicina, scelta come fondamentale, conosciuti i tempi di registrazione di un tipo di onda longitudinale diretta nelle stazioni 0_1, 0_2, 0_3, 0_4, indichiamo con δ_1, δ_2, δ_3 le differenze fra i tempi di registrazione dell'onda longitudinale considerata nelle tre stazioni più lontane ed il tempo di registrazione della stessa nella stazione fondamentale. Nel caso di un epicentro prossimo alla superficie, le tre circonferenze di raggi v. δ_1, v. δ_2, v. δ_3 e centri in 0_2, 0_3, 0_4, dovranno risultare tangenti esternamente ad una circonferenza che ha per centro l'epicentro.

Di tale problema è stata data una risoluzione geometrica ed una analitica. Qui ci varremo della soluzione analitica ([3]).

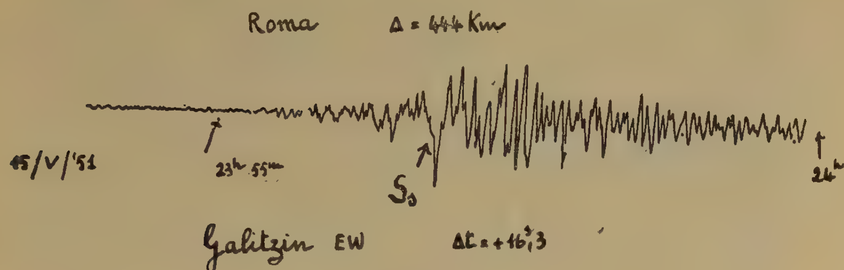


Fig. 11

Poniamo le origini delle coordinate al centro della circonferenza 0_2 ed indichiamo con x, y le coordinate del punto di contatto di 0_2 con E — circonferenza avente per centro l'epicentro —. Se r, r', r'' sono i raggi delle tre circonferenze 0_2, 0_3, 0_4, R il raggio della circonferenza E e se X, Y, sono le coordinate del centro di E, si ha

$$X = \frac{x(R+r)}{r} \quad , \quad Y = \frac{y(R+r)}{r} \; . \qquad [3]$$

Indichiamo con α', β'; α'', β'', le coordinate dei centri di 0_3, 0_4, rispetto all'origine (centro di 0_2).

Fatte le posizioni

$$\rho'^2 = \alpha'^2 + \beta'^2 - (r - r')^2 \;\; ; \;\; \rho''^2 = \alpha''^2 + \beta''^2 - (r - r'')^2 ,$$

$$\varepsilon_1 = \rho''^2 \alpha' - \rho'^2 \alpha'' \;\; ; \;\; \varepsilon_2 = \rho''^2 \beta' - \rho'^2 \beta'' ,$$

$$\sigma = \rho'^2 (r'' - r) - \rho''^2 (r' - r) ,$$

$$\chi = \sqrt{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2 - \sigma^2} ,$$

si ottiene

$$x = r \, \frac{\sigma \varepsilon_1 \mp \chi \varepsilon_2}{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2} \quad , \quad y = r \, \frac{\sigma \varepsilon_2 \pm \chi \varepsilon_1}{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2} \; . \qquad [4]$$

È inoltre

$$R = \frac{r}{4} \left[\frac{r^2 - r'^2 + \alpha'^2 + \beta'^2 - 2\,\alpha' x - 2\,\beta' y}{\alpha' x + \beta' y + r(r' - r)} + \frac{r^2 - r''^2 + \alpha''^2 + \beta''^2 - 2\,\alpha'' x - 2\,\beta'' y}{\alpha'' x + \beta'' y + r(r'' - r)} \right] . \qquad [5]$$

Sostituite le [4] nella [5] si ottengono due valori per R.

Le [3] danno allora due coppie di valori per X, Y. È facile stabilire quale di queste coppie fornisca le coordinate dell'epicentro.

Nel nostro caso si è fatto uso dei tempi di registrazione delle onde longitudinali proprie dei sedimenti, ottenuti a Pavia, Salò, Bologna e Padova. Come si vedrà più avanti, la velocità media di propagazione è risultata di Km 3,8 al sec.

I dati sono contenuti nell'unita tabellina:

	P_s	δP_s	$\delta\Delta$	
Pavia	23.54.37,9			
Salò	45,6	7,7	29,26 (r)	v_{P_s} = 3,8 km/sec
Bologna	55.08	30,1	114,38 (r')	$r' - r$ = 85,12
Padova	12	34,1	129,58 (r'')	$r'' - r$ = 100,32

Presa come origine delle coordinate Salò (asse delle ordinate, il meridiano per Salò; asse delle ascisse, il cerchio massimo a 90°, in direzione orientale), con metodi della geodesia, si trova, note le coordinate geografiche di Bologna e Padova, che le coòrdinate ortogonali di queste ultime stazioni (centri delle circonferenze 0_3, 0_4) sono:

$$\alpha' = 63{,}95 \text{ Km}, \quad \beta' = -124{,}05 \text{ Km}$$

$$\alpha'' = 104{,}94 \text{ Km}, \quad \beta'' = -22{,}18 \text{ Km}.$$

L'applicazione delle [4], conduce ai seguenti valori per le x, y

$$x = \begin{cases} -27{,}83 \\ -26{,}09 \end{cases}, \quad y = \begin{cases} -\ 9{,}045 \\ +13{,}24 \end{cases},$$

Dalla [5] calcoliamo R con la prima coppia di valori per x, y. Si ottiene $R = 68{,}45$.

Consegue $X = -92{,}95$ Km; $Y = -30{,}21$ Km.

Queste ultime sono le coordinate ortogonali dell'epicentro rispetto a Salò. Trasformate in geografiche, l'epicentro risulta individuato dal punto

$$\varphi = 45^\circ\ 19',8\ .\ N; \lambda = 9^\circ\ 20'\ E \text{ Gr.}$$

L'epicentro così ottenuto coincide praticamente con quello cui siamo pervenuti applicando il metodo relativo ai tempi di registrazione delle onde P_n.

Va osservato che il valore di 3.8 Km sec è forse un po' eccessivo per quanto si riferisce a Pavia, data la sua vicinanza all'epicentro e la maggiore influenza che sui tempi di propagazione hanno le strati-

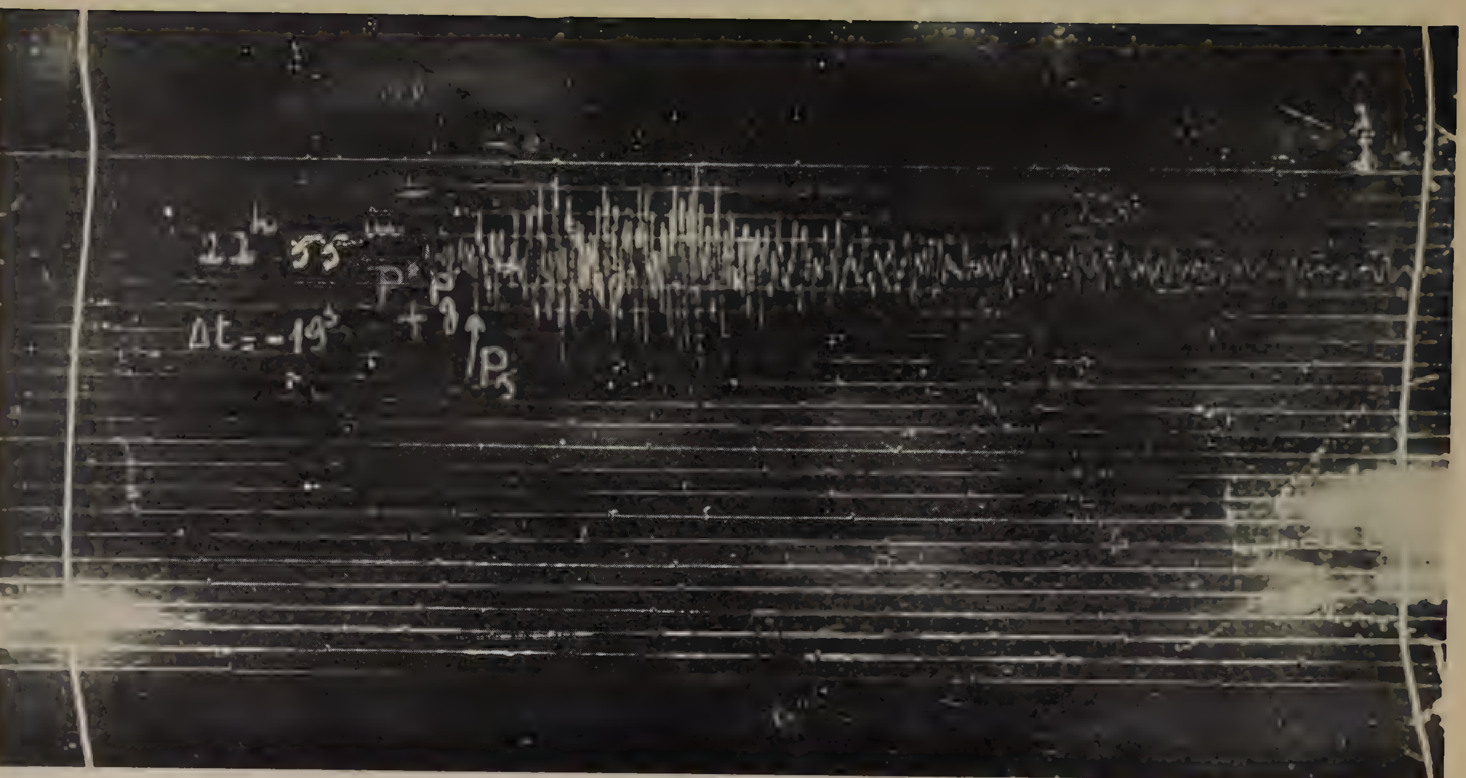


Fig. 11 *a*) Bologna - I scossa.

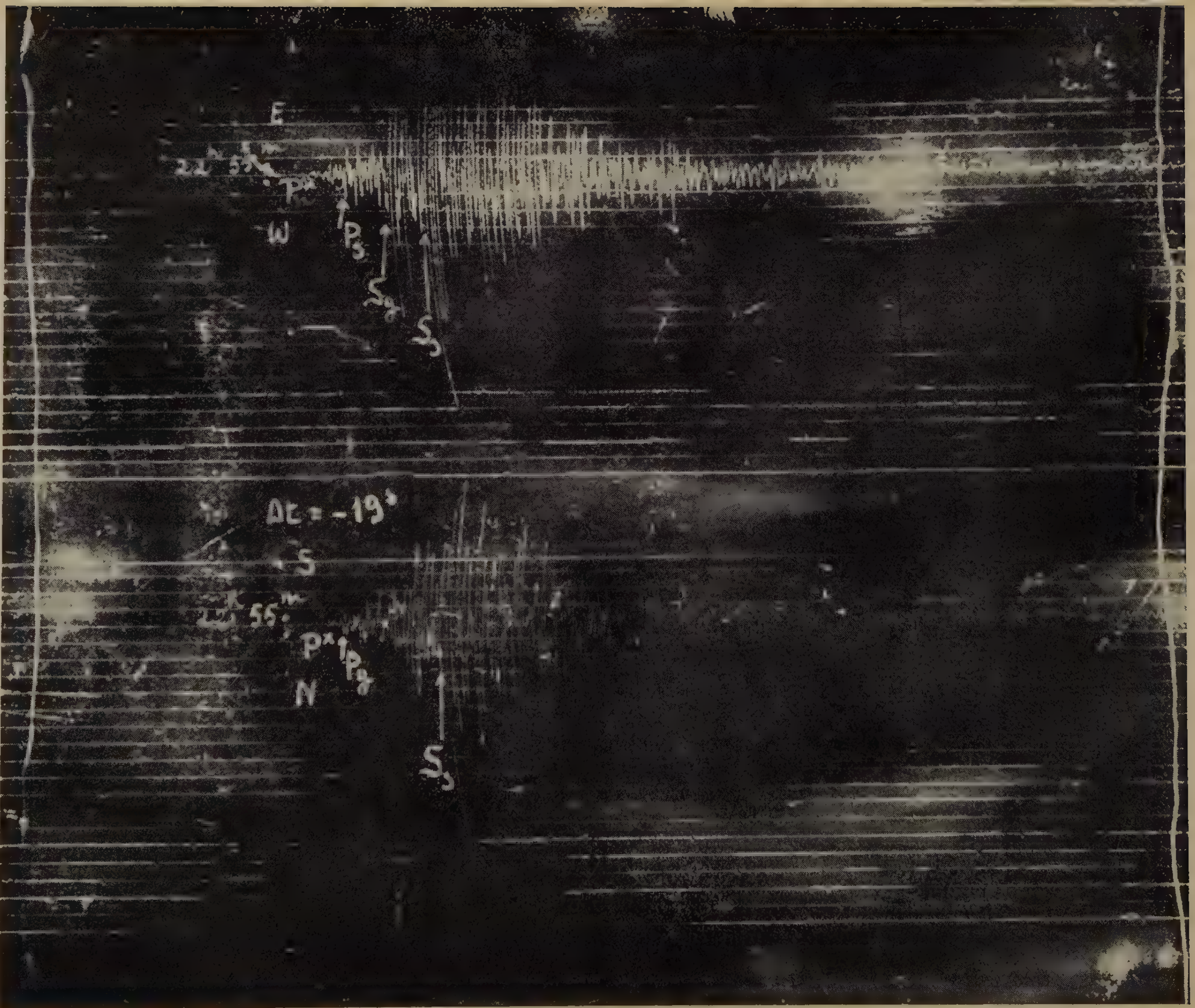


Fig. 11 *b*) e *c*) - Bologna - I scossa.

ficazioni più superficiali dei sedimenti. Questo fatto porta ad un probabile lieve spostamento dell'epicentro verso occidente.

V. — Per una più precisa determinazione dell'epicentro, abbiamo ritenuto opportuno ricorrere ad un metodo che consentisse di prescindere dagli eventuali errori nei tempi di registrazione delle singole onde dirette. Come si è già osservato, l'epicentro cade in una zona caratterizzata da strati sedimentari di notevole spessore. Allo scopo di avere ridotta al minimo l'influenza di detti strati sulla propagazione delle onde sismiche P_g ed S_g abbiamo scelto i tempi relativi a queste onde ottenuti in stazioni sismiche situate oltre la val Padana, dentro la zona alpina.

Il metodo in questione è basato sulla conoscenza delle differenze dei tempi di tragitto delle onde S_g e P_g ([4]). Se $k = \frac{v_1 \cdot v_2}{v_1 - v_2}$, dove v_1, v_2 sono le velocità di propagazione delle onde longitudinali e trasversali dirette; se x_0, y_0, z_0, sono le coordinate dell'ipocentro e x_i, y_i, z_i, le analoghe coordinate di una generica stazione S_i, riferite alla medesima origine, trascurando il valore di z_i, possiamo scrivere

$$\Phi_i = \frac{1}{k} \sqrt{(x_i - x_o)^2 + (y_i - y_o)^2 + z_o^2} - (t_2 - t_1)_i \; , \qquad (i = 1, 2, \ldots n)$$

dove t_1, t_2 indicano i tempi di registrazione delle onde P_g, S_g in una stazione assegnata.

Deve essere

$$\Phi_i = \Phi_i(x_o, y_o, z_o, k) = 0 \, .$$

Se il numero delle equazioni supera quello delle incognite e se (x_0), (y_o), (z_o), (k) è un sistema di valori approssimati delle incognite stesse, possiamo porre $x_o = (x_o) + x$; $y_o = (y_o) + y$; $z_o = (z_o) + z$; $k = (k) + k_1$, dove x, y, z, k_1, rappresentano le correzioni incognite.

Si ha, limitando lo sviluppo al primo termine,

$$\Phi_i = \Phi_i(0) + \frac{\partial \Phi_i(0)}{\partial (x_o)} x + \frac{\partial \Phi_i(0)}{\partial (y_o)} y + \frac{\partial \Phi_i(0)}{\partial (z_o)} z + \frac{\partial \Phi_i(0)}{\partial (k)} k_1 ,$$

dove $\Phi_i(0)$ e i coefficienti di x, y, z, k_1, hanno valori facilmente determinabili con i dati di partenza.

Notizie più dettagliate sull'applicazione del metodo, la determinazione degli errori medi delle incognite, ecc. si trovano nella nota espositiva del procedimento di calcolo.

Per l'applicazione del metodo nel caso in esame, ci siamo valsi dei dati di cinque stazioni: Coira, Zurigo, Neuchâtel, Trieste, Pieve di Cadore.

La trasformazione delle coordinate geografiche delle varie stazioni in coordinate ortogonali — trasformazione eseguita con metodi geodetici, riassunti in una nota precedente — fu fatta rispetto al punto origine $\varphi_0 = 45°,3\ N$; $\lambda_0 = 9°,6\ E$ Gr.

L'unita tabella contiene le coordinate geografiche e ortogonali delle varie stazioni, assieme ai valori $(t_2 - t_1)_i$ delle differenze $S_g - P_g$, osservate nelle stazioni stesse.

Tabella I

STAZIONI	Coordin. Geograf.	Coord. Ort. Km	$t_2 - t_1$ sec.
Coira	46°.51′N; 9°.32′,2E	— 4,81; + 172,24	22,0
Zurigo	47°.22′,1N; 8°.34′,8E	— 76,55; + 230,35	31,1
Neuchâtel	46°.59′,85N; 6°.57′,45E	— 200,24; + 192,01	35,7
Trieste	45°.38′,6N; 13°.45′,1E	+ 322,40; + 46,51	41,5
Pieve di Cadore	46°.24′,6N; 12°.22′,2E	+ 212,21; + 127,07	31,7

Una prima applicazione del metodo fu fatta con i seguenti dati iniziali: $(x_0) = 0$; $(y_0) = 0$; $(z_0) = 5$; $(k) = 7,8$.

Questa applicazione ha portato ad una forte correzione negativa per la profondità. Ciò significa che la profondità ipocentrale va considerata praticamente nulla.

Naturalmente l'annullarsi della profondità ipocentrale va intesa nel senso che l'ipocentro stesso è da ritenersi ai limiti esterni dello strato del granito; e precisamente dove questo confina con gli strati sedimentari costituiti dalla coltre della Val Padana.

Le correzioni in k, x, y, furono le seguenti:

$$k_1 = -0,014; \quad x = +0,91; \quad y = -0,066.$$

Pertanto sono stati ripetuti i calcoli con i seguenti dati:

$$(x_0) = +0,91; \quad (y_0) = -0,07; \quad (z_0) = 0; \quad (k) = 7,79,$$

che hanno condotto ai risultati qui riportati:

$$x = +0,174; \quad y = +0,675; \quad k_1 = -0,000516.$$

Gli scarti per le singole stazioni furono:

$$v_1 = +0,0456; \quad v_2 = +0,0270; \quad v_3 = -0,0413;$$
$$v_4 = +0,0682; \quad v_5 = -0,1018.$$

La verifica dei calcoli fu ottenuta determinando il valore di [*11.3*] e di [*vv*]. Si ebbe, a conferma dei risultati, [*11.3*] = [*vv*] = 0,01952.

Determinati gli errori medi dei valori più probabili delle incognite, siamo pervenuti ai seguenti risultati finali:

$$x_0 = +1{,}08 \pm 0{,}65;\ y_0 = +0{,}61 \pm 1{,}02;\ k = 7{,}79 \pm 0{,}02.$$

Trasformate le coordinate ortogonali in geografiche, si ottengono in definitiva, per le coordinate epicentrali, i seguenti valori:

$$\varphi = 45^{\circ}\ 18',33 \pm 0'55\ N;\ \lambda = 9^{\circ}\ 36',83 \pm 0'50\ E.\ \mathrm{Gr.}$$

VI. — Come era da prevedere, data la particolare posizione dell'epicentro, la propagazione delle onde longitudinali e trasversali dirette (onde P_g ed S_g) risente in modo sensibile della conseguente situazione geologica. Ciò ha reso alquanto più difficile dell'ordinario l'interpretazione dei sismogrammi di cui la Tabella II dà un quadro complessivo.

Le onde P_g hanno tempi di tragitto che non consentono la determinazione di una unica dromocrona rettilinea. Pertanto abbiamo suddiviso le stazioni in due gruppi, tralasciando i dati che si riferiscono alla Val Padana propriamente detta. In un primo gruppo abbiamo considerato le stazioni dei cui dati ci siamo serviti per determinare l'epicentro. Con i tempi di registrazione per le onde P_g ottenuti a Coira, Zurigo, Pieve di Cadore, Neuchâtel e Trieste siamo pervenuti alla seguente equazione della dromocrona più probabile per le onde P_g:

$$t = 0{,}1968\ \Delta - 0{,}64$$

che può anche scriversi

$$t_H = \frac{\Delta}{5{,}08} - 0{,}64$$

I calcoli sono stati eseguiti scegliendo come ora origine provvisoria $54^m\ 25^s$. Abbiamo visto che l'ipocentro cade ai margini esterni dello strato del « granito ». Il tempo dedotto dalla dromocrona delle onde P_g può quindi essere scelto come tempo origine effettivo. Perciò avremo:

$$t_H = 23^h\ 54^m\ 24^s{,}4.$$

Gli scarti dei tempi di registrazione dalla dromocrona sono sensibili (Coira, + 1,0 — tempi osservati meno tempi calcolati —; Zurigo, — 2,4; Pieve di Cadore, + 1,7; Neuchâtel, — 2,1; Trieste, + 1,8).

Ciò si spiega con il fatto che nella zona della Val Padana la transizione fra gli strati sedimentari consolidati ed il sottostante « granito » avviene certamente in modo graduale e nello stesso tempo saltuario, così da determinare ineguali rallentamenti nelle diverse direzioni. Con questo si spiega pure il fatto che la media delle velocità per le onde P_g è risultata, nella zona interessata dalle stazioni prese in considerazione, molto al di sotto dei valori in precedenza calcolati per regioni limitrofe.

Avviene infatti che per le stazioni sismiche più lontane (Ravensburg, Stoccarda, Strasburgo, ecc.) la media velocità di propagazione delle onde P_g tende a crescere con la distanza, come è provato dalla dromocroma (fig. 4).

Per le onde trasversali dirette S_g si è seguito un procedimento analogo a quello applicato per le P_g. Con i tempi di registrazione ottenuti a Coira, Zurigo, Pieve di Cadore, Neuchâtel, e Trieste e con riferimento al tempo origine provvisorio $54^m\ 25^s$, abbiamo ottenuto la seguente equazione per la dromocrona più probabile relativa alle onde S_g:

$$t = 0{,}3249\ \Delta - 0{,}58.$$

Ciò porta ad una velocità pari a 3,08 Km/sec per le onde S_g.

Come si vede, il tempo origine che ne consegue coincide con quello ottenuto con le onde P_g.

Tenuto conto dei valori avuti per la velocità delle onde P_g ed S_g si ottiene per il parametro k il valore 7,82, in buonissimo accordo quindi (fino quasi alla coincidenza) con il valore ottenuto per detto parametro nell'applicazione del metodo che sfrutta i tempi di tragitto delle onde S_g e P_g nella determinazione delle coordinate ipocentrali.

Come per le onde P_g, anche per le S_g naturalmente le differenze fra i valori osservati e quelli calcolati sono sensibili:

Coira, + 1,0; Zurigo, — 2,4; Pieve di Cadore, + 1,8; Neuchâtel, — 2,1; Trieste, + 1,7.

Sul motivo di questi scarti si è già detto parlando delle onde P_g.

VII. — Una delle parti più interessanti del lavoro oggetto di questa pubblicazione, è quella che si riferisce alle stratificazioni che precedono il così detto strato del « granito » e che noi indicheremo con il titolo generico di sedimenti. Gli strati alluvionali hanno indubbiamente in Val Padana spessori notevoli, anche se variabili da luogo a luogo. La posizione particolare dell'epicentro, il fatto che l'origine

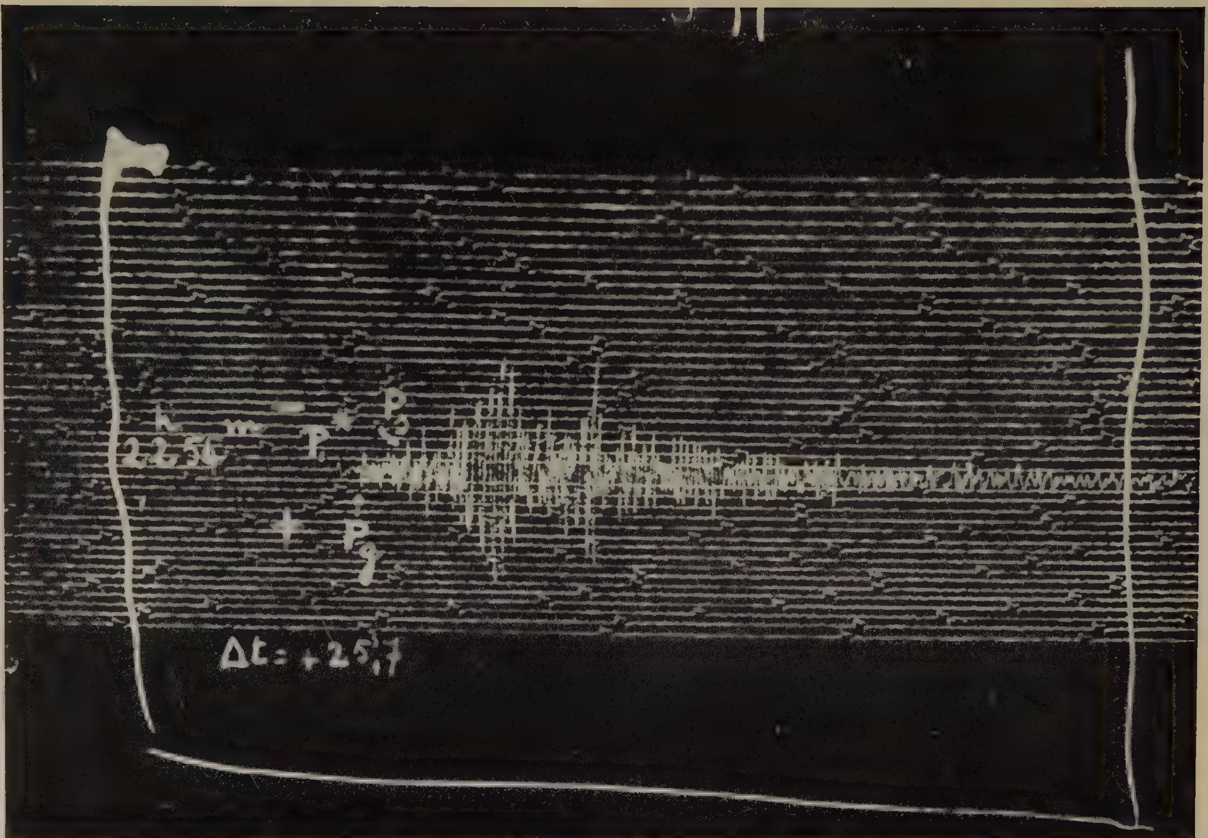


Fig. 12 *a*) - Padova - I scossa.

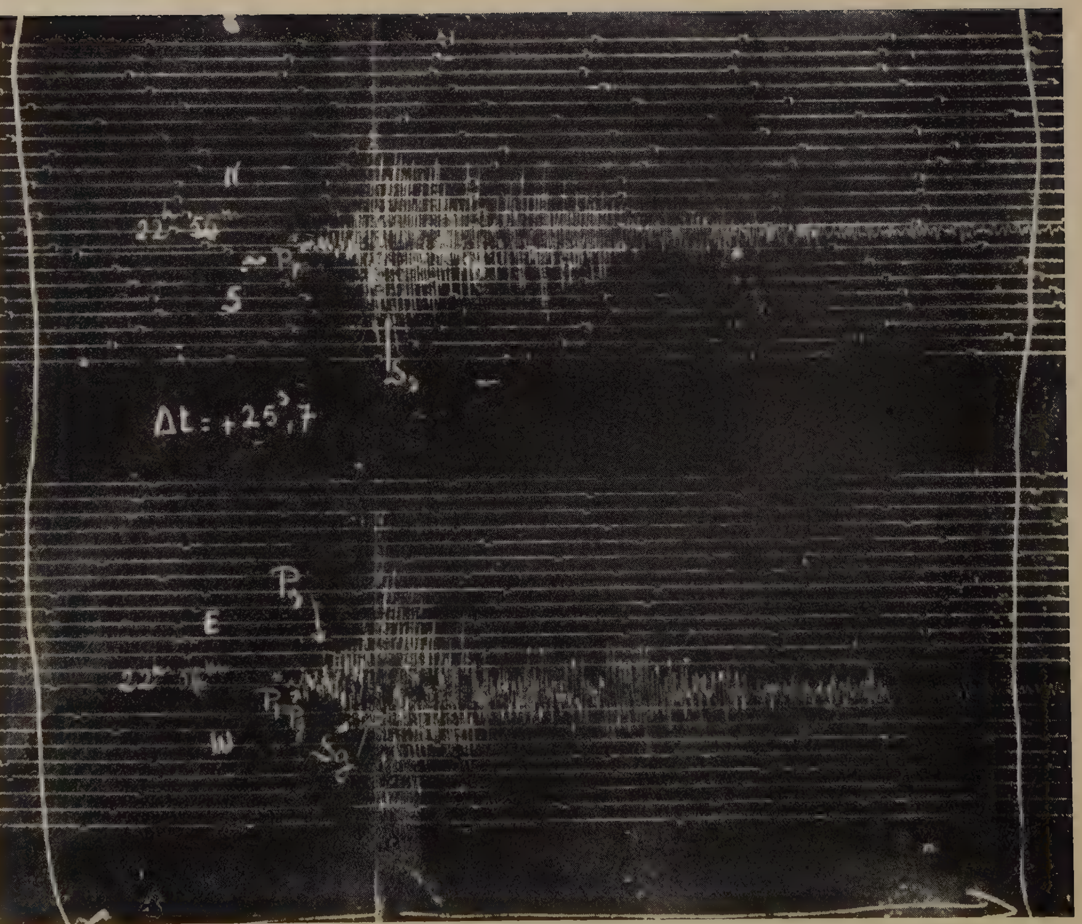


Fig. 12 *b*) e *c*) - Padova - I scossa.

del terremoto debba ricercarsi nella zona intermedia fra i sedimenti e lo strato del granito, fanno sì che le oscillazioni sismiche interessanti gli strati di copertura siano di preponderante portata ([5]).

Specie nelle stazioni sismiche situate nella Val Padana o ai limiti della stessa, le oscillazioni interessanti lo strato sedimentario sono risultate le più ampie: così a Pavia, a Piacenza, a Bologna, a Padova, a Salò e a Trieste.

Sebbene la cosa non potesse apparire in principio troppo agevole, ci siamo preoccupati di determinare le caratteristiche peculiari delle oscillazioni longitudinali e trasversali proprie degli strati sedimentari; e di vedere se dette oscillazioni interessavano pressoché esclusivamente la Val Padana o se venivano registrate a maggiore distanza.

Per quanto concerne la Val Padana, con le registrazioni ottenute a Salò, a Bologna e a Padova, abbiamo potuto determinare la velocità media di propagazione delle onde longitudinali relative ai sedimenti, onde che noi indichiamo con il simbolo P_s. Tale velocità è risultata di 3,82 Km/sec.

Qui cade opportuna un'osservazione. Questa velocità, come si è detto, ha senza dubbio il valore di una velocità media. È noto infatti che gli strati sedimentarii, costituenti il fondo della Val Padana, hanno caratteristiche che li distinguono — talvolta sensibilmente — gli uni dagli altri. Gli strati superficiali, risultanti da materiale sciolto, sono caratterizzati da deboli velocità di propagazione. Dette velocità tendono a crescere negli strati consolidati sottostanti.

Tale accrescimento però non è affatto lineare; non solo, ma si presenta fortemente saltuario da zona a zona. Consegue da ciò, sulla scorta della teoria della propagazione per « fronti guida », che la velocità media su indicata riguarda prevalentemente gli strati sedimentari più profondi, dove detta velocità presenta i massimi valori. Ciò è provato dal fatto che le vibrazioni interessanti i detti strati non si esauriscono in un impulso isolato, ma risultano costituite da tutta una serie di impulsi successivi, convogliati alle stazioni di osservazione dai « fronti guida » con velocità via via decrescenti.

Quanto si è detto, vale naturalmente anche per le corrispondenti onde trasversali, da noi indicate con il simbolo S_s. Con i dati di Salò, Bologna, Padova, Pieve di Cadore e Trieste, abbiamo ottenuto per la velocità media delle onde S_s il valore di 2,38 Km/sec.

Le onde P_s ed S_s hanno dato vistose, prolungate registrazioni in

tutte le stazioni della Val Padana, nelle quali hanno costituito le fasi preponderanti.

Per le stazioni oltre la Val Padana la registrazione dei su detti tipi d'onda è continuata in maniera evidentissima. Solo è venuto a diminuire il numero degli impulsi, seguenti quelli iniziali, relativi alle stratificazioni di maggiore velocità. Ciò si spiega facilmente quando si osservi che la Val Padana risulta dalla sovrapposizione di tutta una serie di sedimenti (fig. 5).

È chiaro che ai margini della Val Padana le stratificazioni più superficiali vengono via via a mancare, mentre si presentano come affioranti quelle più profonde.

Esempi chiarissimi di onde P_s ed S_s si sono ottenuti in tutte le stazioni europee: a Coira, a Neuchâtel, a Roma, a Stoccarda, a Jena, fino in Spagna. Anche le stazioni alpine hanno registrato chiari esempi di queste onde. È da ritenere pertanto che le stratificazioni caratterizzate da velocità medie di 4 km/sec per le onde longitudinali, e 2,5 km/sec per le trasversali costituiscano una copertura generalmente diffusa, come del resto è provato dalle prospezioni sismiche eseguite personalmente da uno di noi nelle Alpi Carniche e nel Cadore.

Il fatto che le oscillazioni interessanti gli strati sedimentarii abbiano assunto, per il terremoto in esame, tanta importanza può essere spiegato con le particolari modalità, con le quali il terremoto ha avuto origine. Infatti, come vedremo più avanti, lo scuotimento si è verificato con i caratteri di un brusco sollevamento secondo un asse quasi orizzontale e ai limiti fra i sedimenti e lo strato del « granito »; ciò ha fatto sì che gran parte dell'energia si sia propagata nelle stratificazioni superficiali guidata appunto dalla superficie limitante inferiormente le stratificazioni stesse.

VIII. — Particolarmente lunga e laboriosa è risultata l'elaborazione delle onde che seguono le P_n che si sogliono indicare con il simbolo P^* (come le contrassegnava Conrad, da cui furono scoperte) o con P_b, come alcuni le indicano al presente.

Tutti i tentativi intesi a esprimere i tempi di propagazione di queste onde con una sola dromocrona andarono falliti.

Era chiaro che non si trattava di un solo tipo d'onda. Esaminate le registrazioni con cura minuziosa, siamo riusciti a provare l'esistenza di due tipi d'onda interessanti due diverse stratificazioni profonde se-

guenti quella del « granito ». In precedenza, nella zona europea, era stata indicata l'esistenza di una sola stratificazione seguente il « granito » e limitata inferiormente dalla superficie di Mohorovicic. Non sappiamo se lo sdoppiamento da noi individuato ha carattere generale per tutto il Continente Europeo. Alcuni fatti lascerebbero ritenere che sia effettivamente così. Non dobbiamo dimenticare che nelle numerose ricerche precedenti lo studio relativo all'onda P^* ha condotto sempre a risultati contrastanti e ha portato alla determinazione di velocità fortemente variabili, entro limiti che vanno da 6,29 Km/sec a 7,1 Km/sec. Tale variazione potrebbe appunto essere spiegata con il fatto che non si trattava di uno strato unico; pertanto, il prevalere delle onde dell'uno o dell'altro strato portava ad inevitabili alterazioni della velocità.

Comunque nel nostro caso, è stato possibile individuare due dromocrone.

Per la prima, riferita all'onda che abbiamo indicato con P^*_1, ci siamo serviti dei tempi ottenuti a Padova, Zurigo, Neuchâtel, Stoccarda, Strasburgo, Clermont-Ferrand, Parigi e Göttingen. L'equazione della relativa dromocrona è risultata:

$$t = 0{,}144065 \quad \Delta + 6{,}53.$$

Se ne deduce per le P^*_1 una velocità di 6,94 Km/sec. Calcolate le differenze fra i valori osservati e quelli calcolati, si è avuto per Padova — 0,2 sec; Zurigo — 0,8; Neuchâtel + 1,1; Stoccarda — 0,3; Strasburgo — 0,1; Clermont-Ferrand + 0,8; Parigi — 1,5; Göttingen + 1,0.

La dromocrona delle P^*_2 è stata ottenuta con i tempi di registrazione avuti a Zurigo, Ravensburg, Neuchâtel, Stoccarda, Strasburgo, Jena, Parigi, Göttingen. La relativa equazione, riferita al tempo origine $23^h\ 54^m\ 24^s{,}4$, è la seguente:

$$t = 0{,}16415\ \Delta + 4{,}20.$$

Ne consegue per le P^*_2 una velocità di 6,09 Km/sec. Calcolate le differenze fra valori osservati e calcolati, si è ottenuto per Zurigo — 1,1 sec; Ravensburg + 1,2; Neuchâtel + 1,2; Stoccarda 0,0; Strasburgo — 1,4; Jena — 0,8; Parigi — 1,7; Göttingen + 2,5.

Gli scarti per la P^*_2 sono leggermente superiori a quelli ottenuti per la P^*_1.

Resta così provato che, almeno per una vasta zona intorno alla Val Padana, la stratificazione della crosta terrestre consiste di tre strati

sovrapposti, caratterizzati da velocità per le onde longitudinali di 5,1; 6,1 e 6,9 Km/sec rispettivamente. Sopra lo strato del « granito », si trova una stratificazione di sedimenti, generalmente diffusa in tutta Europa: nei sedimenti più consolidati, le onde longitudinali presentano velocità medie dell'ordine di 3,8-4,0 Km/sec.

Vedremo più avanti l'ordine di grandezza dello spessore di queste sedimentazioni in corrispondenza della Val Padana.

Ci siamo preoccupati di cercare pure le corrispondenti trasversali delle P^*_1 e P^*_2.

Il risultato però è stato positivo solo per le S^*_1. Dato il groviglio delle fasi, quale si presenta per le distanze considerate, un'individuazione delle S^*_2 è risultata pressoché impossibile.

Con i dati di Firenze, Zurigo, Ravensburg, Stoccarda, Strasburgo, Roma, Jena, Parigi e Gottingen, la dromocrona media delle S^*_1 è risultata:

$$t = \frac{\Delta}{4,2} + 6,58 .$$

IX. — Le onde P_n hanno dato chiare registrazioni in parecchie stazioni sismiche. La relativa dromocrona fu determinata valendoci dei dati delle seguenti stazioni: Coira, Zurigo, Ravensburg, Neuchâtel, Stoccarda, Strasburgo, Roma, Clermont-Ferrand, Praga, Parigi, Messina, Kew.

L'equazione della dromocrona più probabile è risultata la seguente:

$$t = (0,1226 \pm 0,0013)\,\Delta + 9,65 \pm 0,74$$

La velocità di propagazione (velocità apparente) delle onde P_n risulta pertanto di 8,16 Km/sec $\pm$ 0,09.

Nella tabella II sono comprese le distanze epicentrali delle relative stazioni e la differenza fra i valori osservati e quelli calcolati, per le onde P_n.

La velocità ottenuta per le P_n, come si vede, risulta conforme a quella cui si è pervenuti in precedenti ricerche.

X. — Anche le S_n hanno dato chiari esempi di registrazione in parecchie stazioni sismiche. Per la determinazione della relativa dromocrona ci siamo serviti dei dati tratti dalle seguenti stazioni: Coira, Zurigo, Ravensburg, Neuchâtel, Stoccarda, Strasburgo, Praga, Parigi, Göttingen, Kew.

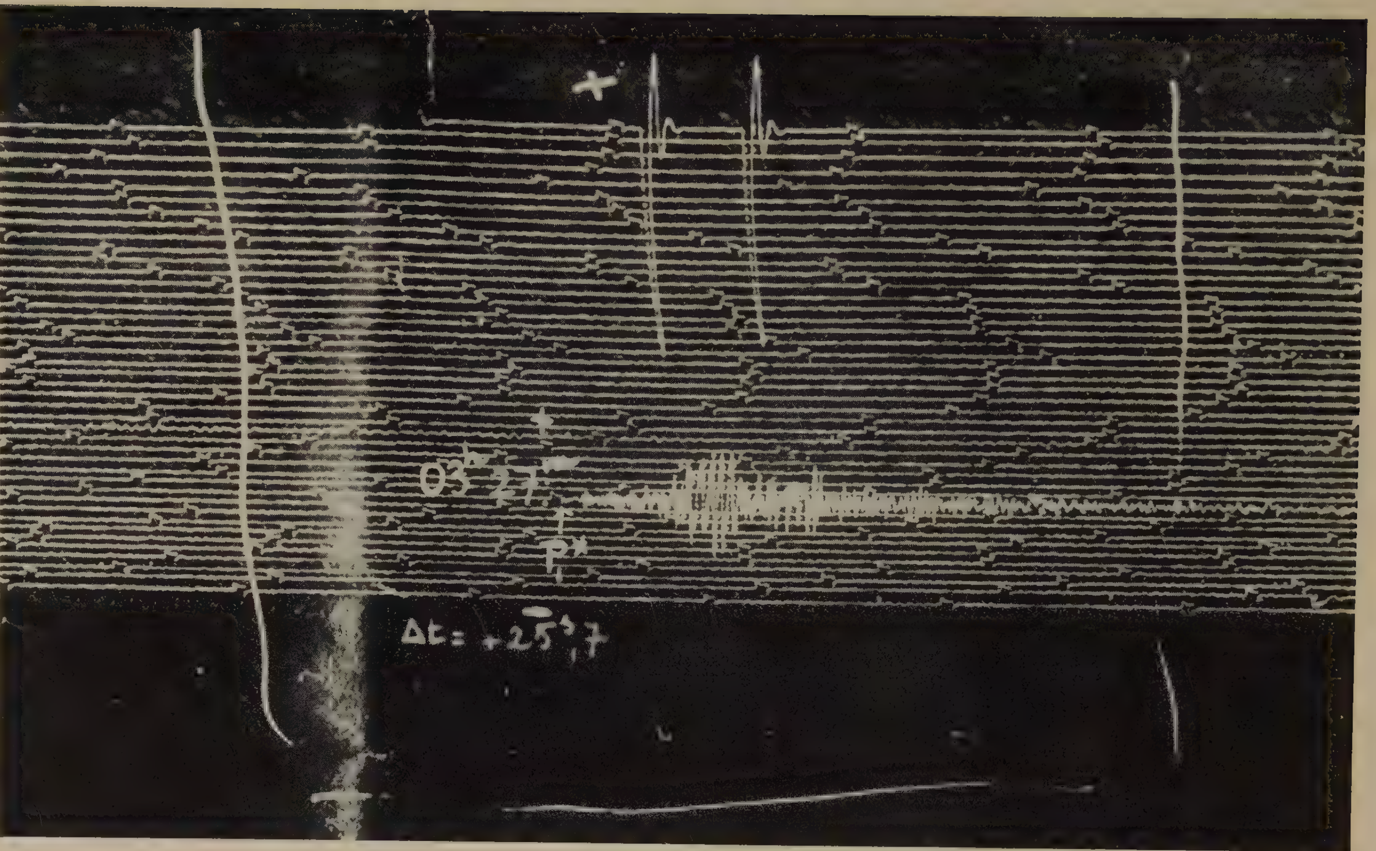


Fig. 13 *a*) - Padova - II scossa.

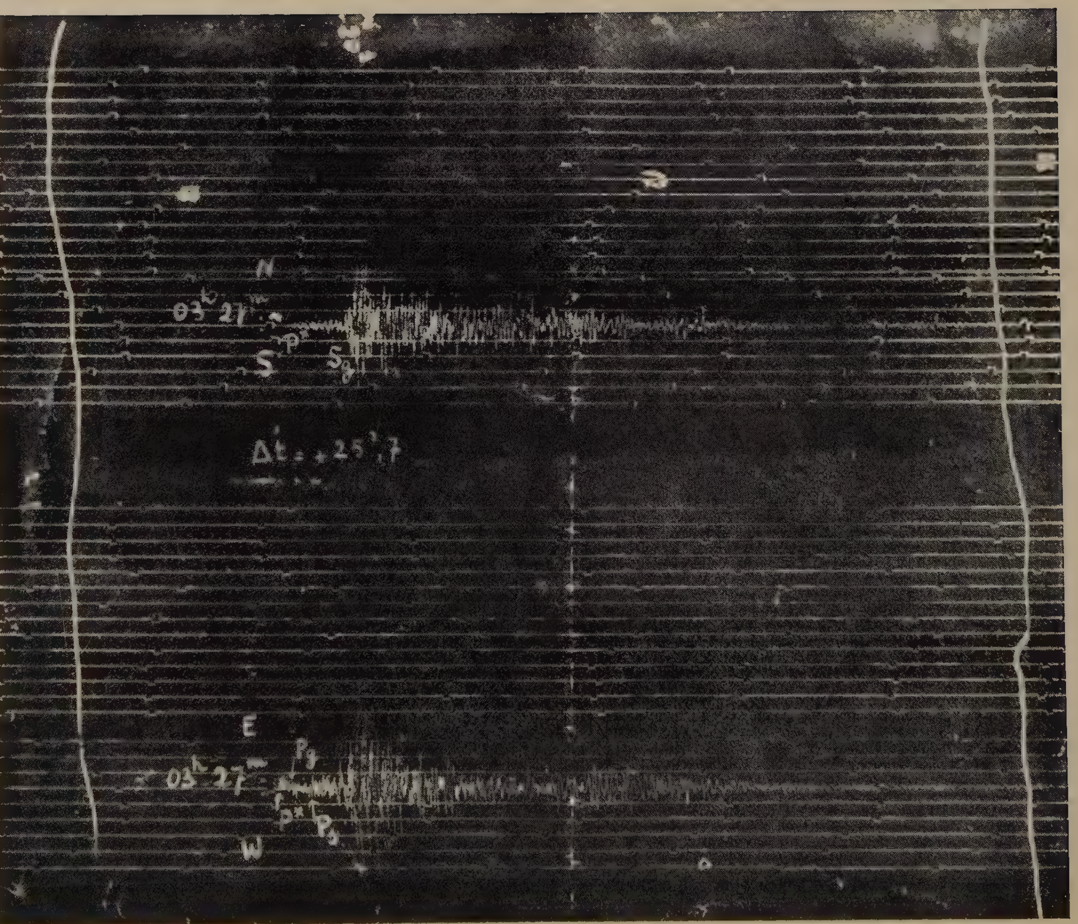


Fig. 13 *b*) e *c*) - Padova - II scossa.

TABELLA II

STAZIONI	Δ Distanze Epicen.	$t_o - t_c$ sec
Coira	171.7	+ 0.80
Zurigo	242.5	— 0.48
Ravensburg	275.3	+ 0.10
Neuchâtel	277.8	— 0.81
Stoccarda	378.3	— 0.13
Strasburgo	390.4	— 0.41
Roma	444.1	+ 1.11
Clermont-Ferrand	508.5	— 1.19
Praga	640.2	+ 1.27
Parigi	664.4	— 0.30
Messina	930.2	+ 2.02
Kew	1010.8	— 1.96

L'equazione della dromocrona più probabile riferita all'ora all'ipocentro, è risultata:

$$t = (0{,}2212 \pm 0{,}0013)\,\Delta + 7{,}42 \pm 0{,}71$$

Ciò porta ad una velocità per le S_n pari a 4,52 Km/sec, dell'ordine cioè di quella ottenuta in altri lavori.

Nella Tabella III a fianco di ogni stazione sono riportate le distanze epicentrali e le differenze fra i tempi osservati e quelli calcolati per le onde S_n.

TABELLA III

STAZIONI	Δ	$t_o - t_c$ sec
Coira	171.7	— 0.30
Zurigo	242.5	+ 0.14
Ravensburg	275.3	— 0.71
Neuchâtel	277.8	+ 0.84
Stoccarda	378.3	+ 0.91
Strasburgo	390.4	— 0.17
Praga	640.0	— 0.87
Parigi	664.4	+ 1.43
Göttingen	694.8	— 1.88
Kew	1010.8	+ 0.61

XI. — *Profondità ipocentrale*: Fra tutti gli elementi che caratterizzano un terremoto, quello di più difficile determinazione è la profondità dell'ipocentro. La precisione con cui è possibile determinare questa grandezza sovente non è molto spinta. Bastano infatti piccoli errori nella valutazione dei tempi di arrivo delle onde sismiche, per causare forti sbalzi nel valore della profondità fornita dai calcoli.

Le difficoltà poi crescono quando il terremoto si verifica in una zona eterogenea, ai margini di sistemi geologici di diversa natura. Il terremoto allo studio si presentava da questo punto di vista nelle condizioni più sfavorevoli. Esso si è verificato infatti al centro della Val Padana, in una zona caratterizzata da potenti stratificazioni alluvionali. Queste stratificazioni influenzano sensibilmente la propagazione delle onde sismiche in un raggio di alcune diecine di chilometri intorno all'epicentro. Facendo uso delle registrazioni delle stazioni sismiche poste entro detto raggio, non si può pertanto prescindere dall'influenza delle stratificazioni suddette.

Allo scopo di avere un primo risultato approssimativo che non risentisse dell'esistenza di questa coltre alluvionale, abbiamo applicato un metodo che normalmente serve per la determinazione della profondità di terremoti di lontana origine. L'applicazione di questo metodo è stata fatta ai tempi delle onde *P* ottenuti in stazioni sismiche funzionanti al di fuori della Val Padana. Il risultato ottenuto ha indicato una profondità nulla per il terremoto in parola. L'applicazione di un secondo metodo, più adatto per terremoti di vicina origine, ha portato alla stessa conclusione. Questo risultato, naturalmente, non va preso in senso assoluto: esso va interpretato nel senso di ritenere la scossa come originante nella zona limite fra la coltre alluvionale e la sottostante roccia compatta.

Con i metodi precedentemente accennati non era possibile ottenere dati più precisi. Comunque essi hanno servito a provare che il terremoto ha interessato essenzialmente la coltre superficiale.

Restava ora da escogitare un metodo che consentisse una valutazione più precisa della profondità.

In un primo momento abbiamo fatto l'ipotesi — del resto attendibile — che la profondità ipocentrale coincidesse con il medio spessore della coltre alluvionale. In questa ipotesi si ottiene la seguente formula per il valore della profondità h:

$$h = \left\{ \Delta_1 \frac{v_{Pg} + v_{Ps}}{v_{Pg} \cdot v_{Ps}} - (t_{Ps} - t_{Pg}) \right\} \frac{v_{Pg} \cdot v_{Ps} \cos i}{v_{Pg} - v_{Ps} \sin i} =$$

$$= \frac{1}{\sqrt{(1/v_{Ps})^2 - (1/v_{Pg})^2}} \left\{ \Delta_1 \frac{v_{Pg} - v_{Ps}}{v_{Pg} \cdot v_{Ps}} - (t_{Ps} - t_{Pg}) \right\},$$

in cui v_{Ps} e v_{Pg} sono le velocità di propagazione delle onde longitudinali negli strati alluvionali e nel granito rispettivamente; t_{Ps} e t_{Pg}

sono i corrispondenti tempi di registrazione alla distanza epicentrale Δ_1.

Abbiamo applicato la formula alla stazione di Bologna, che ha fornito una delle registrazioni più chiare. Per un valore medio di v_{Ps} $= 3{,}5$ Km/sec, per $v_{Pg} = 5{,}1$ Km/sec e $\Delta_1 = 162{,}6$ Km, poiché a Bologna risulta $t_{Ps} - t_{Pg} = 13{,}6^s$, si ottiene per h il valore di 5 Km ca.

Un altro valore per la profondità ipocentrale poteva ottenersi ricorrendo alle differenze dei tempi di registrazione $S_s - P_s$, relativi alle onde trasversali e longitudinali proprie degli strati alluvionali, conosciuto il valore di k.

Tale valore è stato da noi determinato in 6,3. Questo però si riferisce a lunghi tragitti negli strati alluvionali e pertanto si deve ritenere come un valore medio massimo, in quanto interessa in prevalenza gli strati più profondi, che consentono maggiori velocità. Applicando a stazioni vicine all'epicentro — alle quali soltanto il metodo consente di ricorrere — detto valore di k può portare a risultati approssimati per eccesso. Per l'applicazione abbiamo fatto ricorso ai dati delle stazioni di Pavia e Piacenza. Per Pavia si ha $S_s - P_s = 6{,}2$. Fatto $k = 6{,}3$, ne conseguirebbe per h il valore di circa 12 Km, da ritenersi senz'altro eccessivo. Data la vicinanza di Pavia all'epicentro, è molto più probabile per k un valore dell'ordine di 6. Con tale valore per k, consegue per la profondità ipocentrale il valore di 5 Km ca.

Piacenza dista dall'epicentro Km 44,8. Per essa la differenza $S_s - P_s$ è dall'ordine di 7,3. Per $k = 6{,}2$ consegue una profondità dell'ordine di 6,5 Km. Per un valore di k minore, la profondità si annulla.

Possiamo concludere che la profondità ipocentrale può ritenersi di 3-5 Km ca.

XII. *Stratificazione.* — Il problema della stratificazione rivestiva un interesse speciale per la zona in cui il terremoto si è verificato. Non era infatti possibile prescindere dalle stratificazioni superficiali alluvionali, che nella Val Padana raggiungono spessori notevoli. Bisognava quindi, prima di tutto, determinare un valore medio del complesso di dette stratificazioni. La qualifica di complesso è giustificata dal fatto che, in realtà — come è ben noto — le formazioni alluvionali consistono di un numero indeterminato di strati sovrapposti con caratteristiche cangianti da strato a strato. Sarebbe certamente arduo, se non impossibile, valutare la giacitura delle varie superficie separanti l'uno dall'altro strato, anche perché molto spesso non è il caso di parlare di vere e proprie superficie, ma bensì di zone di transizione,

Fig. 14 *a*) - Coira - I scossa.

che non possono reagire come superficie quando sono sollecitate elasticamente. È quindi giocoforza, in uno studio di carattere generale, limitarsi alla ricerca di un valore approssimato dello spessore di tutto l'insieme delle stratificazioni alluvionali sovrapposte.

Ed è appunto ciò che abbiamo fatto.

Indichiamo con d_1 lo spessore medio delle stratificazioni alluvionali. Nella ipotesi $h = d_1$, abbiamo visto che l'ordine di grandezza dello spessore alluvionale è di 5 km.

Con i dati di una stazione sismica, possiamo trarre un valore per d_1 conoscendo i tempi di registrazione delle onde longitudinali che hanno conservato il loro carattere dall'ipocentro alla stazione di osservazione e delle onde dello stesso tipo che si sono trasformate in trasversali in corrispondenza della discontinuità fra il granito e l'alluvionale.

Se indichiamo con δ_1 la differenza fra i tempi di registrazione della seconda e della prima onda in parola, si ottiene:

$$\delta_1 = d_1/v_{Pg} \left(\sqrt{(v_{Pg}/v_{Ss})^2 - 1} - \sqrt{(v_{Pg}/v_{Ps})^2 - 1} \right) \qquad [6]$$

dove i simboli hanno significato manifesto. Fatta l'applicazione alla stazione di Bologna, dove risulta $_1 = 1^s,2$, si ottiene

$$d_1 = 6 \text{ km}.$$

Lo strato alluvionale avrebbe quindi nei pressi di Bologna, nella direzione Bologna-epicentro, uno spessore complessivo dell'ordine di 6 km.

Questo risultato viene a dare una conferma all'ipotesi — di cui ci siamo serviti in precedenza — che il movimento sismico si sia verificato verso la base delle stratificazioni alluvionali.

Ottenuto un valore medio approssimativo per il complesso delle stratificazioni superficiali, ci siamo preccupati di passare alla determinazione dello spessore medio del sottostante strato del « granito ».

Fra i varii metodi che potevano servire allo scopo, nessuno dava affidamento di condurre ad un risultato attendibile, attesa la speciale situazione geologica che ha caratterizzato il terremoto in esame. Abbiamo preferito, anche questa volta, fare ricorso ai dati di una stazione (Bologna) posta ai margini della Val Padana, prescindendo dalla sua distanza epicentrale.

Indichiamo con d_1 , d_2 gli spessori degli strati alluvionali e del « granito ». Consideriamo il tempo di registrazione dell'onda P_1, che

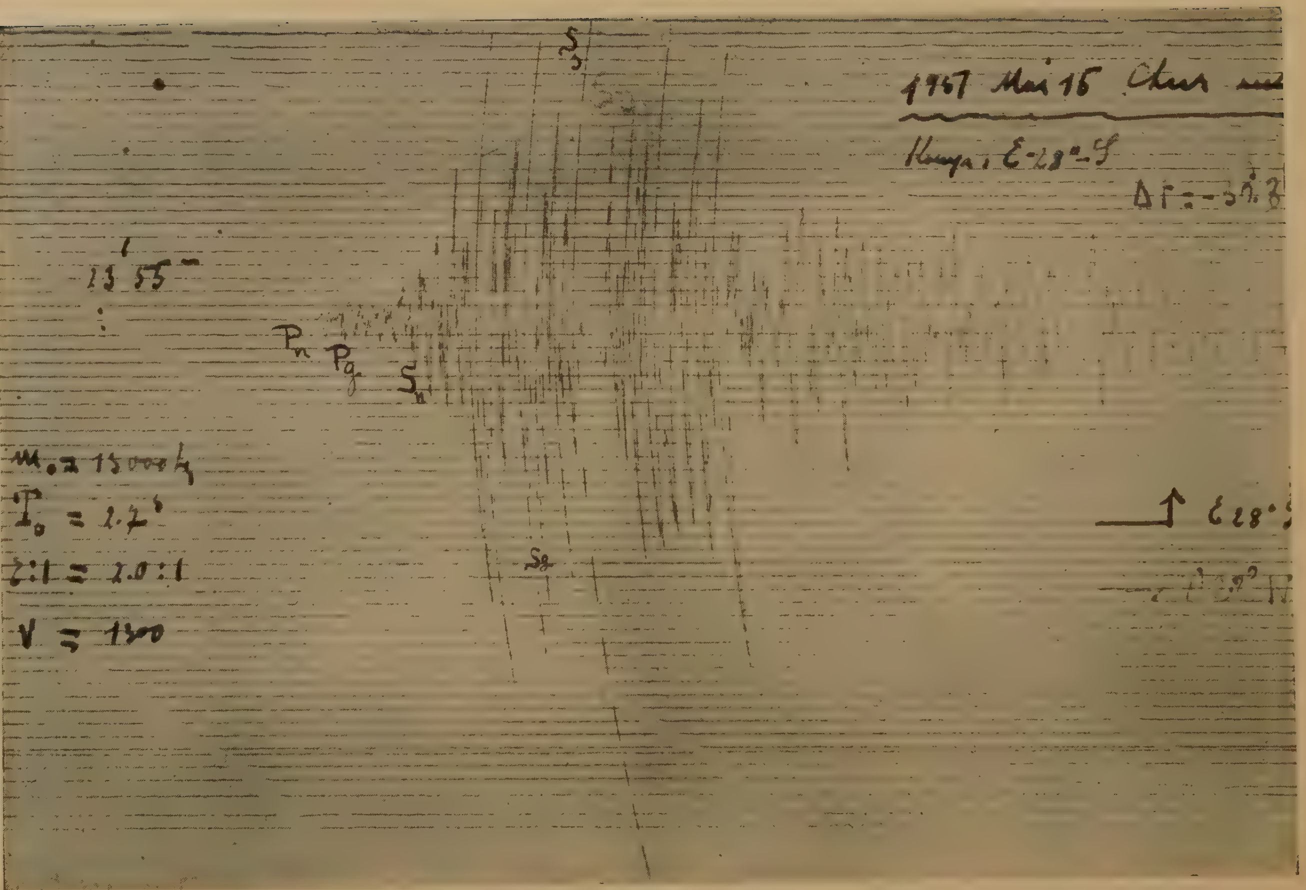


Fig. 14 *b*) - Coira - I scossa.

interessa lo strato sopportante il « granito » e l'analogo tempo di registrazione dell'onda dello stesso tipo che da longitudinale si muta in trasversale passando nello strato del « granito ». Si ottiene allora:

$$\delta_2 = \frac{1}{v_P^*}\left\{ d_1 \left(\sqrt{\left(\frac{v_P^*}{v_{S_s}}\right)^2 - 1} - \sqrt{\left(\frac{v_P^*}{v_{Ps}}\right)^2 - 1} \right) + d_2 \left(\sqrt{\left(\frac{v_P^*}{v_{Sg}}\right)^2 - 1} - \sqrt{\left(\frac{v_P^*}{v_{Pg}}\right)^2 - 1} \right) \right\} \qquad [7]$$

dove δ_2 rappresenta la differenza fra i tempi di registrazione del secondo e del primo tipo d'onda sopra considerati. Gli altri simboli hanno significato ovvio.

Abbiamo fatto l'applicazione della [7] ([1]) alla stazione di Bologna, per la quale risulta $\delta_2 = 2^s{,}5$. Allora per $v_{*} = 6{,}1$ km/sec, $v_{Pg} = 5{,}1$ km/sec, $v_{Sg} = 3{,}1$ km/sec $v_{Ps} = 3{,}8$ km/sec, $v_{Ss} = 2{,}4$ km/sec, $d_1 =$ 6 km consegue

$$d_2 = 8{,}5 \text{ km.}$$

Lo spessore dello strato del « granito » risulterebbe quindi dell'ordine di 8-9 km, almeno nella direzione Bologna-epicentro; valore quindi nettamente inferiore a quello che si osserva nelle limitrofe regioni alpina e appenninica. Ciò lascia presumere che i susseguenti strati basaltici debbano avere uno spessore complessivo maggiore di quello che, precedenti ricerche, hanno fornito per gli analoghi strati sottostanti le Alpi e l'Appennino.

XIII. *Distribuzione superficiale dei movimenti iniziali delle onde longitudinali.* — È noto che dal verso di spostamento in superficie delle onde longitudinali, quando il numero delle stazioni sismiche intorno

---

(1) Indicando con i l'ordine di successione dello strato e con V_i, v_i ($i = 1, 2, \ldots n$) le relative velocità delle onde longitudinali e trasversali rispettivamente, avremo in generale, se d_i è lo spessore dello strato considerato:

$$\delta_n = 1/V_{n+1}\left\{ d_1 \left(\sqrt{\left(\frac{V_{n+1}}{v_1}\right)^2 - 1} - \sqrt{\left(\frac{V_{n+1}}{V_1}\right)^2 - 1} \right) + d_2 \left(\sqrt{\left(\frac{V_{n+1}}{v_2}\right)^2 - 1} - \sqrt{\left(\frac{V_{n+1}}{V_2}\right)^2 - 1} \right) + \ldots\ldots + d_n \left(\sqrt{\left(\frac{V_{n+1}}{v_n}\right)^2 - 1} - \sqrt{\left(\frac{V_{n+1}}{V_n}\right)^2 - 1} \right) \right\}. \qquad [8]$$

Qualora le onde relative fossero facilmente individuabili, la [8] potrebbe servire a determinare lo spessore medio delle stratificazioni che succedono al « granito ».

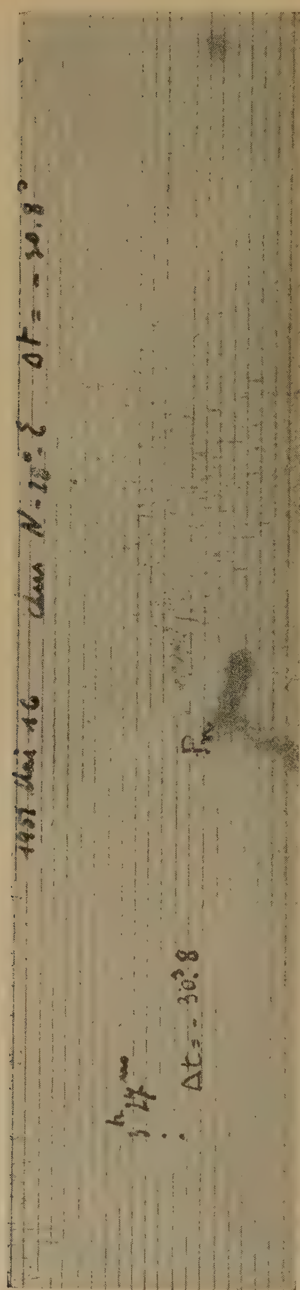


Fig. 15 *a*) - Coira - II scossa.

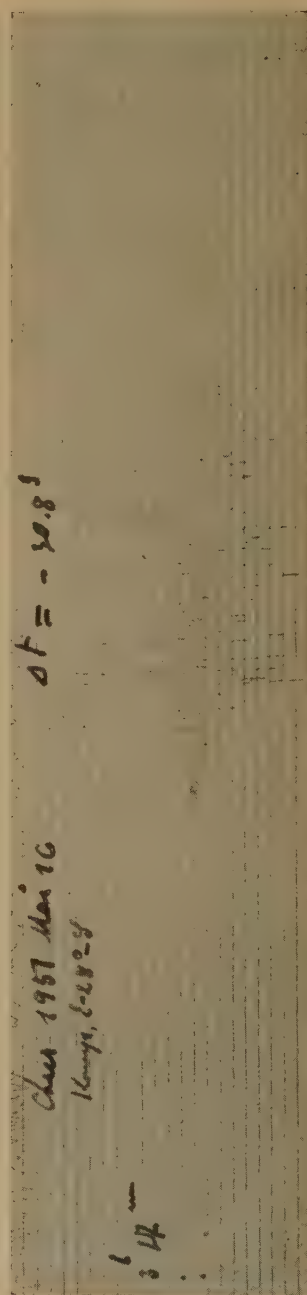


Fig. 15 *b*) - Coira - II scossa.

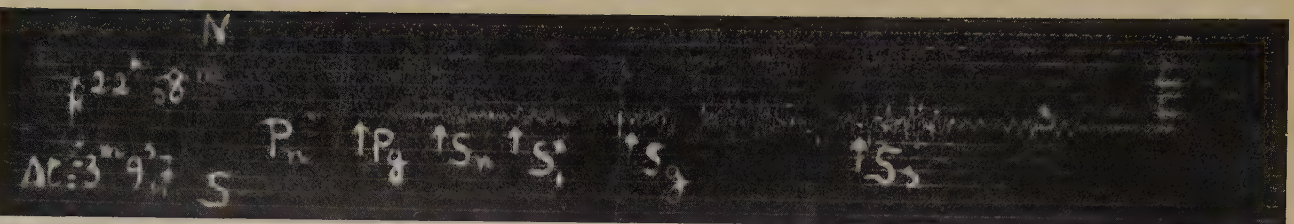


Fig. 16 *a*) - Pieve di Cadore - I scossa.

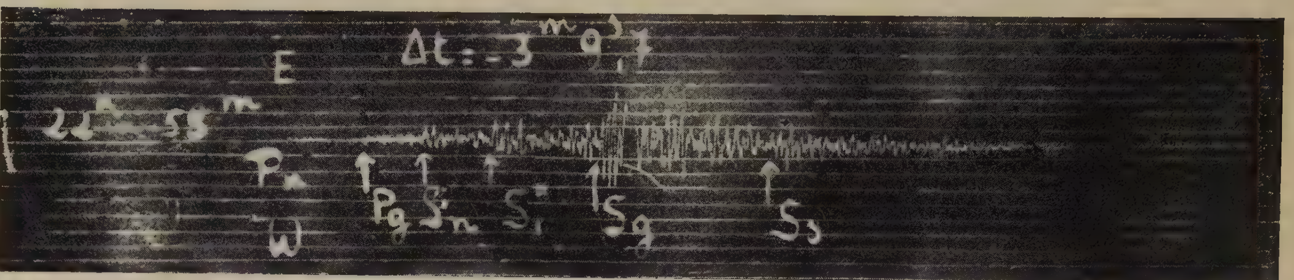


Fig. 16 *b*) - Pieve di Cadore - I scossa.

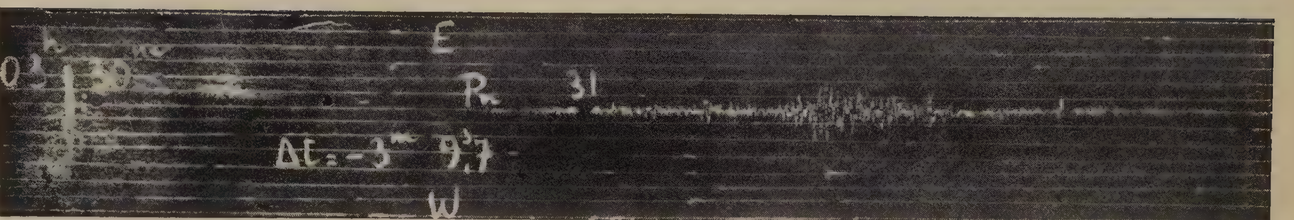


Fig. 16 *c*) - Pieve di Cadore - II scossa.

all'epicentro è sufficientemente grande, è possibile risalire alla natura fisica della scossa all'ipocentro; stabilire, in altri termini, se la scossa è dovuta a frattura, a sprofondamenti di strati, a sollevamento o è di carattere esplosivo.

La posizione dell'epicentro del terremoto in esame era tale da consentire un'indagine del genere, data la densità delle stazioni sismiche nell'Italia settentrionale e nel centro Europa. La figura 6 riassume il risultato di questa indagine. In Europa, non è mai stata osservata una distribuzione superficiale dei movimenti iniziali come quella provocata dal terremoto del 1951 in Val Padana. I terremoti appenninici, nella loro quasi totalità, danno distribuzioni superficiali caratterizzate da una prima zona pressoché circolare intorno all'epicentro comprendente compressioni. Il che si giustifica con bruschi movimenti di sollevamento, quali vengono confermati da ricerche geologiche.

La zona che ci interessa però, almeno nei tempi storici, è stata sempre considerata asismica; e comunque non ci risulta che, geologicamente, sia da considerarsi in fase di sollevamento. Resta ad ogni modo il fatto che il terremoto in esame è stato provocato da una rottura di equilibrio che ha determinato in una area, notevolmente sviluppata nella direzione Nord-Ovest, un movimento di compressione. L'area stessa si presenta nettamente decentrata rispetto all'epicentro, il che lascia presumere che la causa perturbante abbia agito — con una brusca pressione — secondo un asse fortemente inclinato rispetto alla verticale e in direzione Sud Est-Nord Ovest. A questo riguardo è interessante il confronto con le osservazioni macrosismiche.

Premettiamo che l'elaborazione di dette osservazioni è stata fatta da uno di noi all'insaputa del risultato ottenuto nell'indagine del senso di movimento in superficie delle onde longitudinali.

È noto che le stratificazioni alluvionali di una certa potenza esaltano le perturbazioni sismiche. Avviene così che, generalmente, gli abitanti di estese pianure alluvionali avvertono sensibilmente scotimenti che, altrove, passano pressoché inosservati.

Terremoti nella Val Padana p. es. (o ai margini di essa) risentono sempre di questa caratteristica e le relative isosiste risultano allungate nel senso dell'asse della valle stessa.

Nel terremoto in questione invece, il meccanismo secondo cui la scossa si è verificata ha prevalso sulla maggiore propagabilità dell'energia negli strati superficiali della Val Padana, così da imporre isosiste

allungate nella direzione NW-SE, conformemente alla distribuzione superficiale del movimento iniziale delle onde longitudinali.

Quanto si è detto per la prima scossa vale, con qualche modifica, anche per la seconda scossa verificatasi verso le ore 3 e 30 del mattino successivo. La fig. 2 ne dà le caratteristiche dal punto di vista macrosismico.

Per ciò che concerne i movimenti iniziali in superficie, attesa la minore intensità della scossa, una delimitazione sulla base dei dati delle stazioni lontane, non è stata possibile. Le registrazioni ottenute dalle stazioni centro-europee, ci hanno però consentito di tracciare, con sufficiente esattezza, la linea che limita le compressioni dalle dilatazioni. Come risulta dalla fig. 7, tale delimitazione, nella zona epicentrale, è leggermente diversa da quella ottenuta per la prima scossa: a Pavia, p. es., anziché una compressione come per la prima scossa, si è avuta una nettissima dilatazione.

Comunque il meccanismo secondo cui la scossa si è verificata, ha strette analogie con quello delle scosse precedenti; soltanto l'asse delle zone interessate dalle compressioni ha avuto, rispetto al Nord, una inclinazione leggermente diversa.

XIV. *Sulla sismicità del Lodigiano e sulle probabili cause delle scosse verificatesi nella notte fra il 15 e il 16 maggio 1951.* — La scossa avvenuta il 15 maggio 1951 alle 23^h ca. e la replica delle $2^h\,30^s$ ca. del mattino successivo hanno avuto il loro epicentro a SE di Lodi.

Ci siamo preoccupati di ricercare notizie sulla cronologia sismica della zona.

Solo il Baratta, nella sua voluminosa opera sui terremoti in Italia ([6]) riporta una notizia circa un terremoto rovinoso che sarebbe avvenuto in Lodi nell'anno 290 dell'èra volgare. Il Baratta però esprime qualche dubbio sulla veridicità di questa notizia, anche perché successivamente non è più stato segnalato nessun movimento sismico con origine nel Lodigiano; tanto è vero che il citato autore nella cartina sulla sismicità dell'Italia settentrionale — cartina della quale la figura 8 riporta il tratto che a noi interessa — Lodi e il Lodigiano non figurano in nessuna area sismica, nemmeno in quelle secondarie a centro non determinato. Mario Baratta riprese l'argomento sulla sismicità della Penisola negli ultimi anni della sua vita ([7]) e, nel 1936, pubblicò per conto dell'Accademia Nazionale dei Lincei (Commissione Italiana per lo Studio delle grandi Calamità) un nuovo lavoro su « I terremoti in

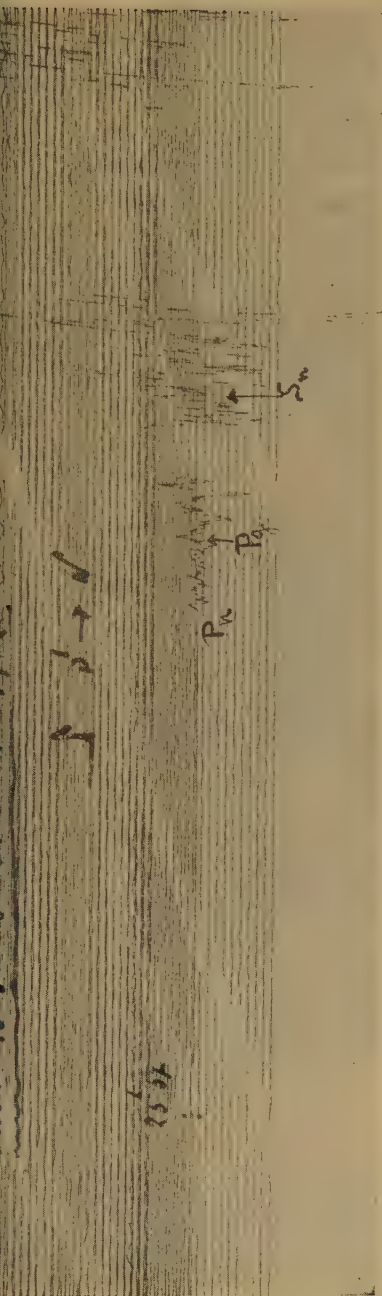


Fig. 17 *a*) - Zurigo - I scossa.

Fig. 17 *b*) - Zurigo - I scossa.

Italia », lavoro corredato da una nuova carta sismica d'Italia. Anche in questa carta, di cui la figura 9 riporta il tratto che a noi interessa, Lodi e il Lodigiano vengono esclusi da ogni area sismica.

A quale causa dunque va attribuito il terremoto del 15 maggio 1951, che ha avuto caratteristiche superficiali tanto diverse da quelle che caratterizzano i terremoti del confinante sistema alpino? È noto che ben difficilmente si formano sulla terra nuove aree sismiche, in conformità con il detto: « Dove ha tremato tremerà ». Non è quindi del tutto azzardato ricercare l'origine di questa scossa in cause accidentali. Osserviamo che l'epicentro cade precisamente nei pressi di Caviaga (fig. 10). In questa località esistono pozzi metaniferi, da cui si estraggono giornalmente notevoli quantità di gas metano che vanno dai 10.000 m^3 ai 300.000 m^3. La profondità degli strati metaniferi in questa zona è di 1250-1450 m ca. dalla superficie e la pressione massima alla bocca dei pozzi varia dai 130 ai 140 kg/cm^2. Esistono però nel Lodigiano altri campi metaniferi, dove si verificano analoghe estrazioni di metano, con pressioni alla bocca dei pozzi dell'ordine di quelle sopra riportate, se non superiori. Tale estrazione dura da anni ormai: la decompressione in atto nella zona attiva è quindi notevole. Ci si può fare un'idea di tali decompressioni, quando si pensi che l'estrazione di un milione di metri cubi di gas al giorno, ad una pressione di 100 kg/cm^2, comporterebbe un lavoro giornaliero di 10^{20} erg. Decompressione veramente cospicua quindi.

Si tratta naturalmente di uno sprigionamento di un'energia graduale e non istantanea, come avviene nei terremoti. Non si può negare comunque che, nel sottosuolo, abbia una funzione di equilibrio anche questa enorme quantità di gas compresso.

Tale funzione varierà a seconda della struttura geologica della regione, la quale potrebbe essere tale da annullare praticamente ogni effetto perturbante, come potrebbe facilitare la tendenza verso nuove posizioni di equilibrio, le quali non sempre vengono raggiunte gradualmente.

Che quanto è stato sopra detto abbia una base di attendibilità può essere provato anche per altra via. Nel marzo del 1949 nelle vicinanze della frazione di Basiasco (Lodigiano), durante le normali operazioni di trivellazione per la ricerca del metano, una improvvisa e violenta eruzione di gas si sprigionò da uno dei pozzi di sondaggio. L'eruzione del gas, il quale si innalzava dalla bocca del pozzo con una pressione di circa 120 atm., poté essere domata solo dopo molti giorni

Fig. 18 *a*) - Neuchâtel - I scossa.

Fig. 18 *b*) - Neuchâtel - I scossa.

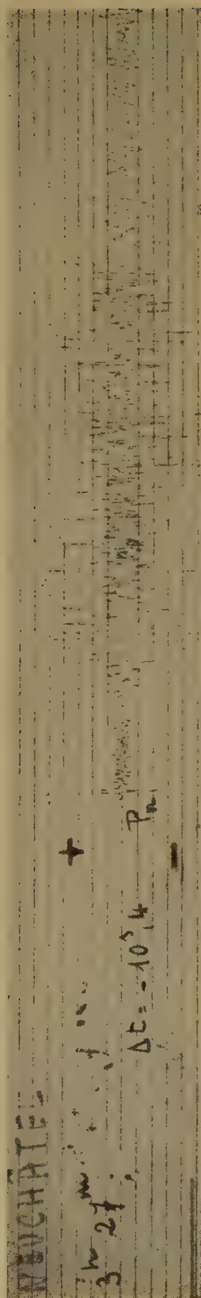


Fig. 18 *d*) - Neuchâtel - II scossa.

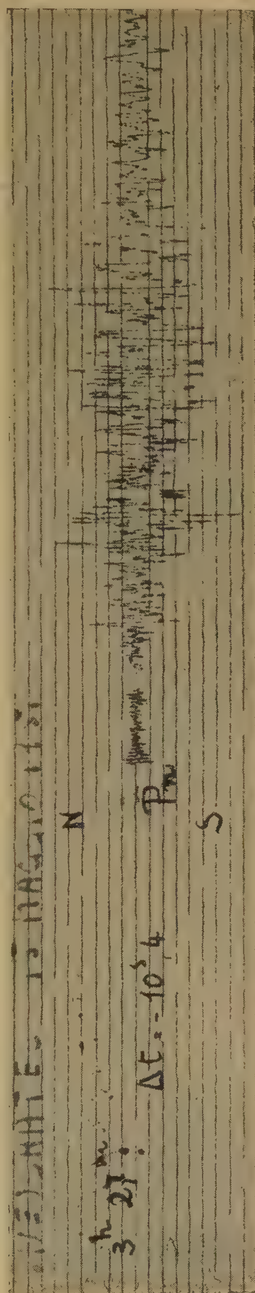


Fig. 18 *e*) - Neuchâtel - II scossa.

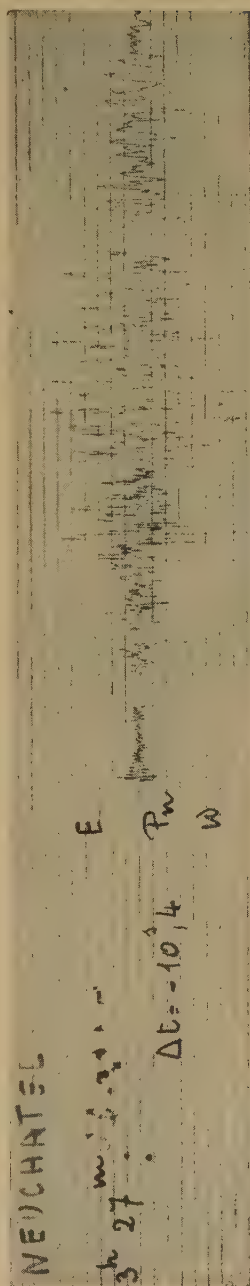


Fig. 18 *f*) - Neuchâtel - II scossa.

Tabella IV

Stazioni	Δ in Km.	Tempi di arrivo								
		P_n	P^*_1	P^*_2	i	P_g	i	i	R	P_s
Pavia	37									54 38
Piacenza	44,8									54 34
Salò	78,3									
Bologna	162,6			54^m56^s,4		55^m00^s,5	55^m03^s,0			55 08 ,0
Padova	176,2		54^m56^s,1			55 01 ,8				55 10 ,8
Chur	171,5	54^m55^s,9	54 58 ,4			54 59 ,2		55 05 ,1		
Firenze	215,9	55^m02^s,8		55 06 ,9		55 08 ,4		55 13 ,8		55 18 ,2 20 ,4
Pieve di Cadore	246,1	55 05 ,9	55 07 ,5 (?)			55 14 ,8	55 19 ,6	55 21 ,0		55 25 ,6
Zürich	242,5	55 03 ,3	55 05 ,1	55 07 ,3 (?)		i!! 55 09 ,7				
Ravensburg	275,3	55 07 ,9		55 15 ,0		55 17 ,1			55 27 ,0	
Neuchâtel	277,8	55 07 ,3	55 12 ,1	55 15, 4 (?)		55 16 ,9			55 23 ,9	
Trieste	324,6	compr. 55 16 ,0 dilat.				compr. 55 30 ,0	55 35 ,2			55 46 ,0
Stuttgart	378,3	55 20 ,3 compr. preceduta da leggera dilat.	ei 55 25 ,1	55 30 ,7 (?)		55 36 ,7 compr.		55 40 ,1	55 45 ,0	55 47 ,9
Strasbourg	390,4	i! 55 21 ,5 compr.	55 27 ,1	55 31 ,3	55 34 ,5	55 37 ,1			55 44 ,9	
Roma	444,1	55 29 ,6 dilat.	55 37 ,8		55 43 ,1					55 58 ,1
Clermont Ferrand	508,5	55 35 ,2 dilat.	55 45 ,0							
Praha	640	55 (53 ,8)	56 06 ,6						56 32 ,1	
Jena	642,3	56 01 ,2 dilat.	56 07	56 13 ,2		56 23 ,4			56 32 ,5	56 35 ,6
Paris	664,4	55 54 ,0 55 ,2	i!! 56 05 ,1	i!!! 56 16 ,0		56 27 ,3 (?)				
Gottingen	694,2	56 01 ,5 dilat.	56 11 ,9	56 25 ,1 (?)		56 33 ,8	56 36 ,6		56 39 ,8	
Budapest	763,1									
Tortosa	807,1									
Messina	930,2	56 30 ,1 dilat.	56 38 ,4							

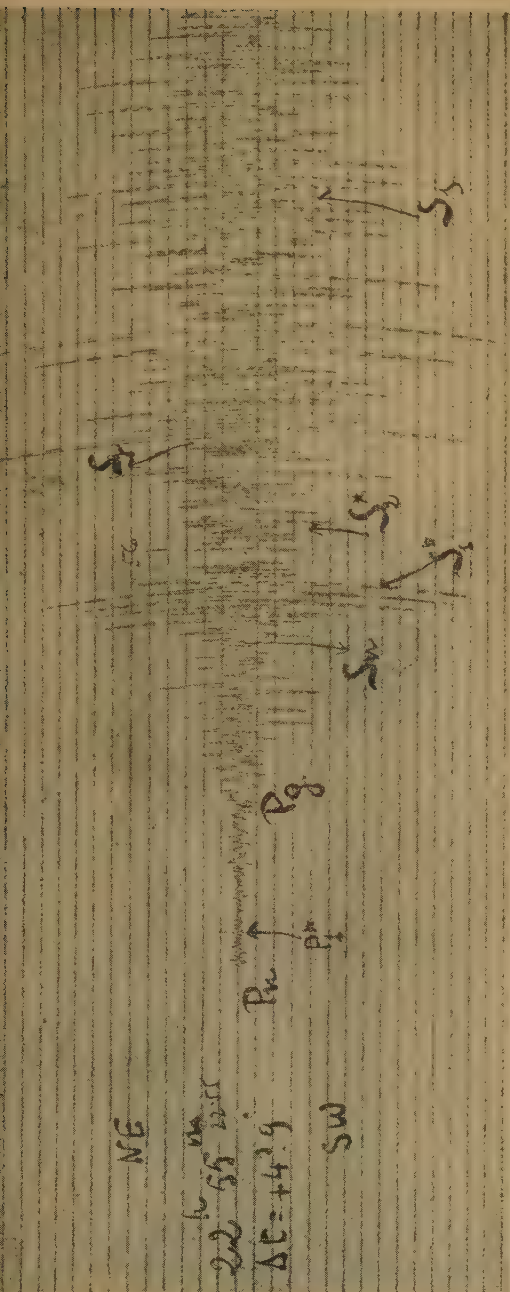


Fig. 19 *a*) - Stoccarda - I scossa.

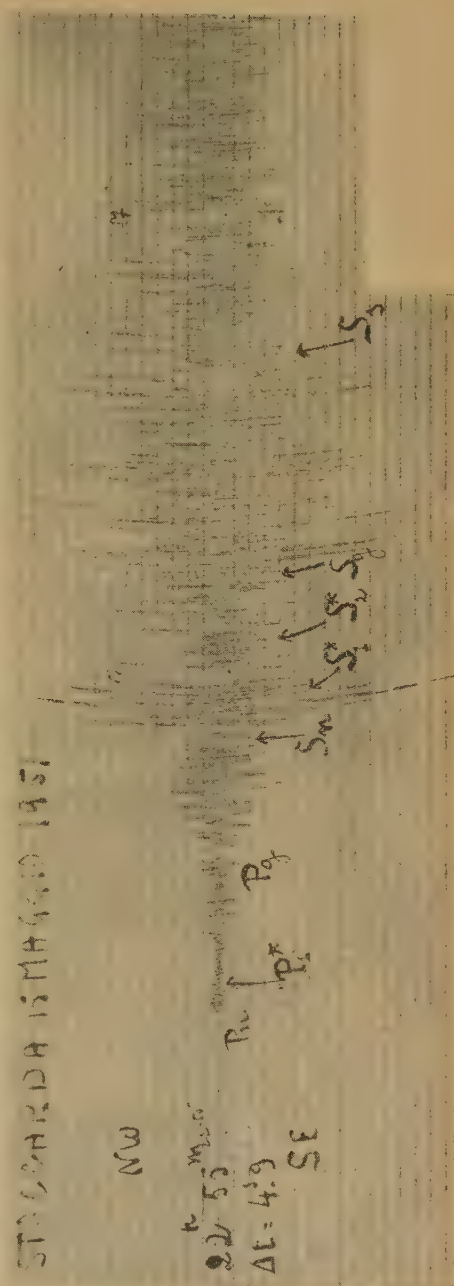


Fig. 19 *b*) - Stoccarda - I scossa.

TABELLA IV (seguito)

Stazioni	Δ in Km.	Tempi di arrivo								
		i	S_n	i	S^*_1	i	S^*_2	S_g	S_s	i
Pavia	37									
Piacenza	44,8									
Salò	78,3								54m57s,5	
Bologna	162,6	55m14s,2		55m20s,0				55 25 ,3	55 36 ,0 39 ,0 i!	
Padova	176,2	55 17 ,3				55 24		55 28 ,8	55 39 ,1	
Chur	171,5		55 09 ,5	55 14 ,5				55 21 ,2	55 28 ,2	
Firenze	215,9				i!! 55 23 ,6			55 34 ,5	55 49 ,8	56 05 ,2
Pieve di Cadore	246,1		55 23 ,5		55 32 ,5			i!! 55 46 ,2	i! 56 08 ,4 10 ,3	
Zürich	242,5		i! 55 25 ,6		i!! 55 28 ,8		55 29 ,8	i!!! 55 40 ,8	55 50 ,3 (?)	
Ravensburg	275,3		55 32 ,0		i! 55 36 ,7		55 43 ,8	55 47 ,8	56 07 ,6	
Neuchâtel	277,8		i!! 55 34 ,9		55 38			55 52 ,6		
Trieste	324,6					56 06 ,6	56 08 ,7 (?)	i! 56 11 ,5	i! 56 41 ,5	
Stuttgart	378,3		55 56 ,4	55 58 ,3	i!!! 56 00 ,6		56 12 ,8	56 18 ,0	56 42 ,5 i! 44 ,9	
Strasbourg	390,4		i! 55 58 ,0		i!! 56 03 ,5		56 13 ,0	56 24 ,5	56 40 ,5 i! 41 ,9	57 04 ,5
Roma	444,1		56 08 ,3		i! 56 14 ,3	56 25 ,7		56 36 ,8	57 09 ,3	
Clermont Ferrand	508,5									
Praha	640		56 52 ,5		57 10 ,7		57 18 (?)		58 15 ,8	
Jena	642,3	56 38 ,4	56 55 ,0		57 04 ,0		57 10 ,4		58 15 ,6 19 ,6	
Paris	664,4		57 00 ,2		57 09 ,7 (?)		57 22 ,0 (?)	57 37 ,4	58 25 ,5	
Gottingen	694,2	56 45 ,4	57 03 ,5 04 ,3		57 16 ,6		57 22 ,7	57 39 ,6	58 36 ,4	
Budapest	763,1								58 54 ,4	
Tortosa	807,1								59 10 ,0	
Messina	930,2									

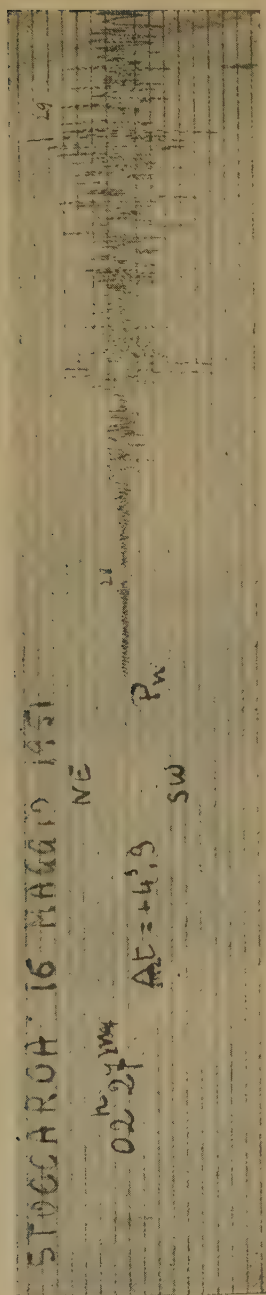


Fig. 19 *c*) - Stoccarda - II scossa.

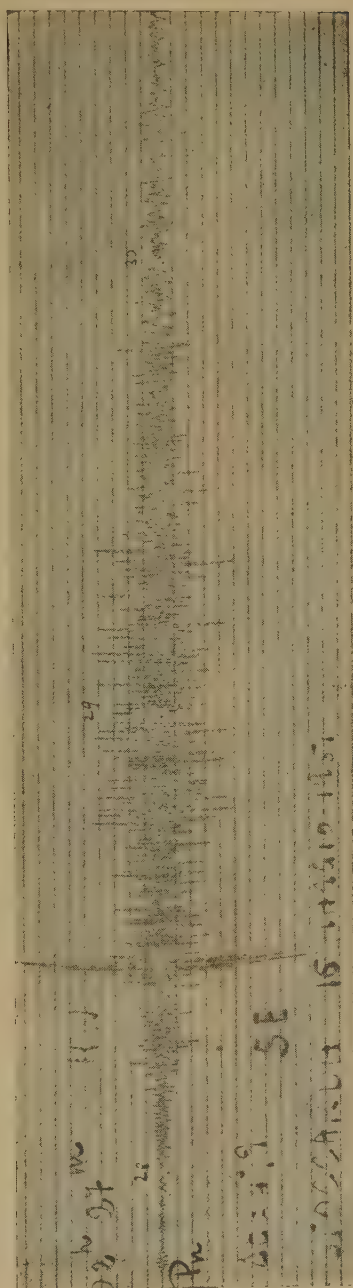


Fig. 19 *d*) - Stoccarda - II scossa.

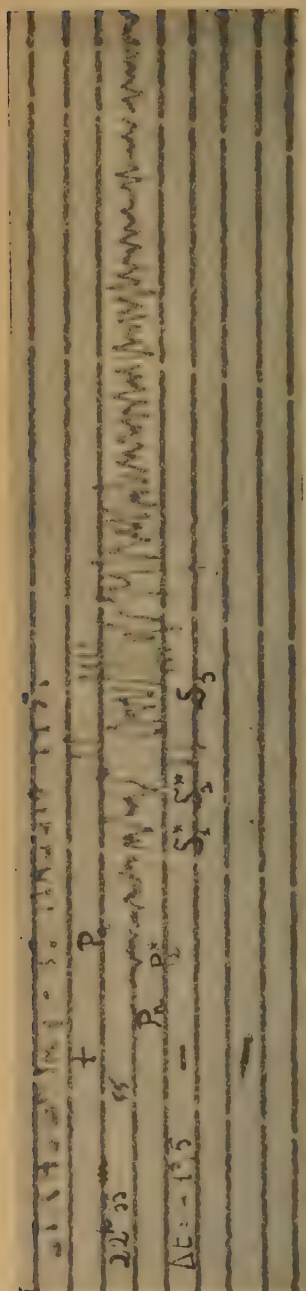
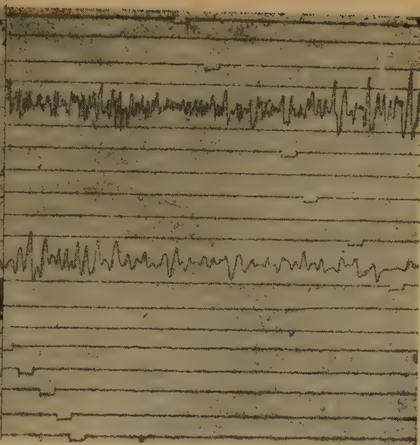
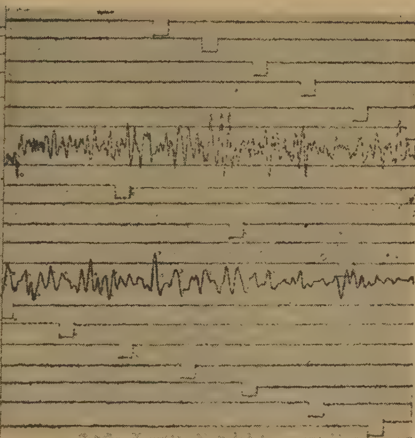
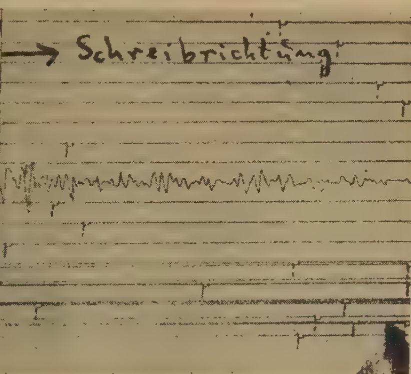


Fig. 20 *a*) - Strasburgo - I scossa.

Fig. 20 *b*) - Strasburgo - I e II scossa.


Jena, den 15. Mai 195
15 000 Kg - Pendel
EW - Komp.
22h 56m
E
+
-
W
Δt = 0


Jena, den 15. Mai 1951
15 000 Kg - Pendel
NS - Komp.
22h 56m
S
-
+
N
Δt = 0.


Station Göttingen,
15. V. 51. 22h 55m ...
Schreibrichtung
22h 55m
Δt = + 3,8
N
S
22h 55m — zu addierende
Zeit Korrekt

e provocò oltre al crollo della torre di sondaggio, una serie di spaccature nel terreno circostante al soffione, lunghe molti metri, larghe una diecina di centimetri e con un sensibile dislivello fra gli orli di esso.

La popolazione di Basiasco fu costretta, per il pericolo di crolli, ad abbandonare temporaneamente le cose.

Dall'esame delle registrazioni sismiche ottenute presso l'Osservatorio geofisico di Pavia, si poté rilevare che il 5 marzo 1949 alle 18,30 ca., si era verificato un leggerissimo movimento tellurico, con un epicentro ad una distanza di circa 25 km da Pavia. Nei successivi mesi di aprile e maggio furono registrate presso il medesimo osservatorio ancora una trentina di altre piccole scosse, tutte con distanza epicentrale del medesimo ordine di grandezza di quella registrata il 5 marzo. Tali scosse possono essere senz'altro collegate alla violenta eruzione di gas di cui è detto sopra. Se eruzioni del genere possono verificarsi in profondità, è chiaro che l'energia sviluppata viene direttamente trasmessa al mezzo circostante, provocando movimenti sismici di intensità ben maggiore.

Roma — Istituto Nazionale di Geofisica — Dicembre 1954.

RIASSUNTO

Si espongono i risultati di un lungo lavoro, condotto con metodi diversi, sulle scosse sismiche che hanno colpito il Lodigiano il 15-16 maggio del 1951.

La scossa principale (quella del 15 maggio) ebbe il suo epicentro nei pressi di Caviaga, alla profondità di 5 km circa. Epicentro analogo risulta aver avuto la scossa del giorno successivo.

Lo studio dei vari tipi di onde sismiche, destate dalle scosse, ha portato ai seguenti valori per le velocità: onde Pg — 5,1 *km sec;* Pn — 8,16; Sg — 3,1; Sn — 4,52. *Per le onde* P* *(o* P_b*) non è stato possibile determinare una dromocrona unica. Un esame accurato delle registrazioni, ha provato l'esistenza di due tipi d'onda, interessanti due diverse stratificazioni profonde, seguenti quella del « granito ». Le velocità di queste onde — indicate con i simboli* P^*_2 *e* P^*_1 *rispettivamente — sono risultate così espresse:* P^*_2 — 6,1 *km/sec;* P^*_1 — 6,9 *km/sec. Almeno in corrispondenza della Val Padana, la crosta terrestre consiste quindi di tre strati sovrapposti, caratterizzati da velocità per le onde longitudinali di* 5,1 ; 6,1 *e* 6,9 *km/sec rispettivamente. Sopra lo strato del « granito », si trova una stratificazione di sedimenti, generalmente*

diffusa in tutta Europa: nei sedimenti più consolidati, le onde longitudinali presentano velocità medie dell'ordine di 3,8-4,0 km/sec.

La determinazione della profondità ipocentrale e dello spessore delle stratificazioni è stata molto laboriosa. La profondità ipocentrale è risultata di 5 km ca. Lo spessore medio della coltre alluvionale ha un valore di 6 km ca., mentre il successivo strato del « granito » presenta uno spessore medio di 8-9 km. Non riesce facile valutare lo spessore dei due strati « basaltici » seguenti: non dev'essere però tanto lontano dal vero un valore complessivo medio di 15 km circa.

Per quanto riguarda la natura della scossa all'ipocentro, la suddivisione superficiale delle compressioni e delle dilatazioni, suggerisce l'ipotesi di una violenta spinta verso l'esterno, secondo un angolo solido con asse fortemente inclinato verso NW. La singolarità del meccanismo secondo cui la scossa si è determinata, il fatto che la zona interessata è notoriamente asismica e che in essa, da parecchi anni, è in corso un'abbondante estrazione di gas metano, ha fatto ritenere non del tutto improbabile che le scosse in esame siano comunquè collegate all'enorme decompressione in atto negli strati profondi, di dove il gas scaturisce con pressioni superiori ai 100 kg/cm^2.

SUMMARY

The following are the results of work carried out over a long period and employing different methods, on the seismic shocks which hit Lunigiano on the 15th-16th May, 1951.

The principal shock (that of the 15th May) had its epicentre in the vicinity of Caviaga, at a depth of about 5 kms. The shock on the following day is reported to have the same epicentre.

The study of the various kinds of seismic waves to which the shocks gave rise has led to the following values for velocity: waves $Pg = 5{,}1$ *Km/sec.,* $Pn = 8.16$*;* $Sg = 3.1$*;* $Sn = 4.52$*. For* P *(or* P_1*) waves it was not possible to determine a single time-curve. A careful examination of the registrations proved the evistence of tyo types of waves, involving two different deep strata, following the « granite » one. The velocity of these waves — indicated bi the symbols* P_2 *and* P_1 *respectively — were thus expressed:* $P_2 = 6.1$ *km/sec;* $P_1 = 6{,}9$ *km/sec. The earth's crust, as regards the Val Padana at least, consists hence of there superimposed layers, characterized in its longitudinal waves by a velocity of 5.1 6.1 and 6.9 km/sec respectively. Overling the « granite »*

stratum is a stratification of sediments more or less common to all Europe. In the more solidified sediments, the longitudinal waves show average velocities ranging from 3,8 — 4,0 km/sec.

It was slow work rechoning the depts offocus and the thickness of the stratifications. The depth of focus proved to be about 5 km. The average thickness of the alluvial layer comes to about 6 km., while the following « granite » layer shows an average thickness of 8 - 9 km. The thickness of the next two « Basalt » strata is not casy to establish: a total average figure of about 15 km. however, should not be very far from the truth.

As regards the nature of the shock at the focus, the superficial subdivision of compressions and expansions suggests the idea of a violent outward thrust, in a solid angle with an axis strongly inclined towards NW. The uniqueness of the mechanism determining the shock, the fact that the zone concerned is notoriously aseismic and that from it, in recent years, methane gas has been extracted in large quantities, has made it not unlikely that the shocks there are in any case connected with the enormous decompression under way in the deep strata, whence the gas escapes with pressures exceeding 100 kg/cm².

BIBLIOGRAFIA

(1) Caloi P., *Nuovi metodi per la determinazione delle coordinate epicentrali e della profondità ipocentrale di un terremoto ad origine vicina.* « La Ricerca scientifica », X, n. 7-8, 1939.

Caloi P., *Sulla determinazione delle coordinate spaziali di un terremoto ad origine vicina.* « Boll. Società Sismol. Ital. », XXXVIII, 1940.

(2) Caloi P., Peronaci F., *Il terremoto del Turkestan del 2 novembre 1946.* « Annali di Geofisica », I, n. 2, 1948.

(3) Caloi P., *Sulla determinazione delle coordinate epicentrali di un terremoto ad origine vicina.* « Atti Acc. Scienze di Torino », 81 e 82, 1945-46, 1946-47.

(4) Caloi P., *Nuovo metodo per determinare le coordinate ipocentrali e la velocità di propagazione delle onde longitudinali e trasversali dirette.* « Rendiconti R. Acc. d'Italia », serie VII, vol. IV, 1943.

Caloi P., *Caratteristiche sismiche fondamentali dell'Europa centrale.* « Boll. Società Sismol. Ital. », XL, n. 3-4, 1942.

(5) Caloi P., Di Filippo D., Spadea M. C., *Onde sismiche guidate dagli strati sedimentari.* « Annali di Geofisica », VIII, n. 1, 1955.

(6) Baratta M., *Terremoti d'Italia.* Bocca, Torino, 1901.

(7) Baratta M., *I terremoti in Italia.* « Pubblicaz. Commissione Ist. Studio Grandi Calamità », VI, Le Monnier, 1936.

COMPORTAMENTO DELLA IONOSFERA A ROMA DURANTE L'ECLISSE PARZIALE DI SOLE DEL 30 GIUGNO 1954

Piero Dominici

1. — Un'eclisse di sole offre delle possibilità veramente notevoli di studiare l'influenza del sole sull'alta atmosfera terrestre per ciò che concerne i processi di formazione e di sviluppo delle regioni ionosferiche. Le prime osservazioni sistematiche sul comportamento della radiopropagazione durante un'eclisse di sole risalgono al lontano 1912, quando W. H. Eccles (1) mise in evidenza un effetto di eclisse nella ricezione di radio-atmosferici. A R. L. Smith-Rose (2) è dovuta una interessante rassegna delle prime radio-osservazioni durante eclissi di sole. Particolarmente interessanti, non solo da un punto di vista storico, furono le osservazioni dello stesso Eccles (3) nell'eclisse del 29 maggio 1919, di E. V. Appleton e M. A. F. Barnett (4) nell'eclisse del 29 giugno 1927, ambedue in Inghilterra, di A. Stchoukin (5) nell'eclisse del 12 novembre 1928 in Russia, di J. B. Galle e G. Talon (6) ed A. E. Kennelly (7) nell'eclisse del 9 maggio 1929 in Indocina; questi ricercatori misero chiaramente in evidenza che un'eclisse di sole provocava un aumento di intensità nella ricezione delle radio-onde.

Intorno a quegli anni veniva introdotto nella tecnica delle osservazioni ionosferiche il metodo dei radiosondaggi ad impulsi. Durante l'eclisse del 31 agosto 1932 furono eseguite da più ricercatori (8) (9) (10) misurazioni continue a frequenza variabile di altezze virtuali di riflessione, che precisarono l'influenza dell'eclisse in una diminuzione di densità elettronica ed in un aumento di altezza virtuale delle regioni riflettenti. E. V. Appleton e S. Chapman (11) e S. K. Mitra e collaboratori (12) trassero da queste misure un'importante conclusione: l'agente normale di ionizzazione per gli strati E ed F_1 aveva una velocità molto vicina a quella della luce, e si poteva ragionevolmente identificare con la radiazione ultravioletta solare; per lo strato F_2 la radiazione ultravioletta del sole era almeno uno degli agenti ionizzanti.

Le successive osservazioni, eseguite con tecniche sempre più perfezionate, furono volte a confermare queste prime conclusioni, ed a

studiare sempre più in dettaglio il comportamento dei vari strati durante il fenomeno. Dal 1932 ai nostri giorni si può dire che nessuna eclisse di sole di una certa importanza sia passata senza essere stata seguita in almeno un Osservatorio ionosferico. Nella bibliografia citata al termine di questo lavoro abbiamo indicato una parte dei lavori pubblicati sinora sulle osservazioni ionosferiche di eclissi solari ([1 a 46]); questa raccolta, pur non essendo completa, dimostra ampiamente l'interesse che queste misure hanno sempre destato nel campo delle ricerche ionosferiche.

2. — Le eclissi di sole del 25 febbraio 1952 e del 30 giugno 1954 sono state visibili a Roma, con grandezza al suolo, rispettivamente, 0,27 e 0,62 (frazione di diametro solare occultata nella fase massima). In questa occasione furono eseguite con particolare cura misure ionosferiche nella stazione ionosferica di Roma dell'Istituto Nazionale di Geofisica. Sui risultati delle misure eseguite durante l'eclisse del 25 febbraio 1952 ha riferito G. Zanotelli ([44]); presentiamo ora i risultati delle misure eseguite durante l'eclisse del 30 giugno 1954.

I dati astronomici dell'eclisse — gentilmente fornitici dalla dott.a Fortini dell'Osservatorio Astronomico di Roma, che qui ringraziamo — sono riportati nella tabella che segue.

TABELLA I

Dati astronomici dell'eclisse di sole del 30 giugno 1954 a Roma

quota	inizio	fase massima	fine	grandezza
al suolo	$12^h\,50^m\,7^s$	$14^h\,7^m\,0^s$	$15^h\,17^m\,44{,}6^s$	0,62
150 km	$12^h\,49^m\,34^s$	$14^h\,6^m\,0^s$	$15^h\,19^m\,41^s$	0,63
300 km	$12^h\,49^m\,8^s$	$14^h\,5^m\,42^s$	$15^h\,21^m\,37^s$	0,65

I sondaggi ionosferici durante l'eclisse furono eseguiti da A. Bolle, C. A. Tiberio e dallo scrivente, con la ionosonda della stazione ionosferica di Roma dell'I.N.G., nel campo di frequenza da 1 a 20 Mhz, con registrazioni automatiche ogni dieci minuti ed osservazioni visuali all'oscillografo ogni cinque minuti.

Nella fig. 1 sono illustrati, in forma grafica, i risultati delle mi-

sure $h'(f)$. Sono a tratto continuo le curve di altezza virtuale minima di riflessione h' e di frequenza critica del raggio ordinario f_o nonché la curva della frequenza massima di riflessione sulla ionizzazione E sporadica (fE_s) relative al giorno dell'eclisse, tratteggiate invece le

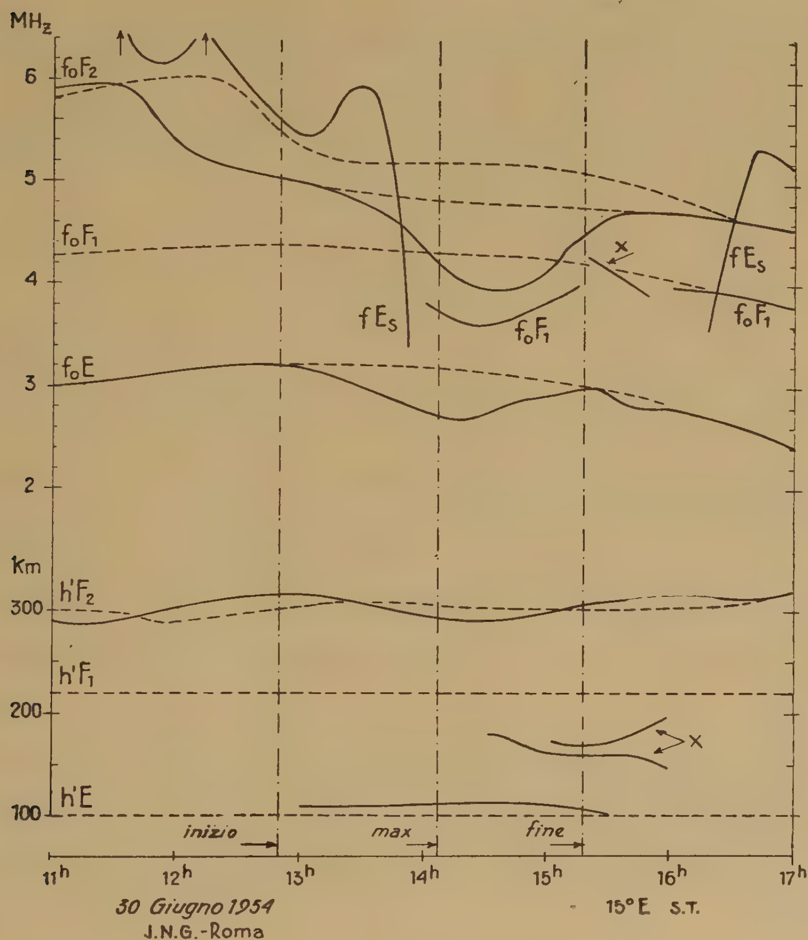


Fig. 1

curve relative ai valori « normali » presumibili dalle misure eseguite nei giorni precedenti e seguenti il giorno dell'eclisse. Questi risultati si possono compendiare come segue:

a) la frequenza critica dello strato F_2 ($f_o\ F_2$) ha presentato un minimo principale circa 20 minuti dopo l'istante della massima occul-

tazione, e due altri minimi secondarî, il primo circa 30 minuti prima dell'inizio, il secondo circa alla fine dell'eclisse ottica;

b) lo strato F_1 ha sofferto di una notevole occultazione da parte della ionizzazione E sporadica;

c) la frequenza critica dello strato E (f_oE) ha presentato due minimi, uno poco dopo la fase massima dell'eclisse, l'altro poco dopo la fine dell'eclisse;

d) nella seconda parte dell'eclisse ottica è stata osservata la comparsa di sottostratificazioni fra lo strato E e lo strato F_1 (indicate con X in fig. 1), consistenti apparentemente in due strati contigui e di debole spessore, a circa 160 km di altezza (virtuale);

e) la ionizzazione E sporadica ha presentato un netto effetto d'eclisse, con un ritardo di un'ora circa rispetto all'eclisse ottica;

f) durante l'eclisse è stato osservato un leggero aumento dell'altezza virtuale dello strato E, e leggere ondulazioni nell'altezza virtuale dello strato F_2; meno chiaro appare il comportamento dell'altezza virtuale dello strato F_1;

g) le condizioni ionosferiche sono tornate pressoché normali circa un'ora dopo la fine dell'eclisse.

È infine da osservare che, pur essendo presenti frequenti « echi sparsi » nelle registrazioni delle ore notturne precedenti e seguenti il giorno dell'eclisse, le misure di campo magnetico terrestre eseguite in Italia a cura dell'I.N.G. non mostrano notevoli perturbazioni durante l'eclisse.

3. — Per discutere i risultati delle misure ionosferiche durante un'eclisse di sole si parte da una relazione teorica che leghi la variazione nel tempo della densità elettronica N di una certa regione ionosferica con le grandezze esprimenti il tasso di produzione e di scomparsa degli elettroni liberi nella regione, cioè da una relazione del tipo:

$$\frac{dN}{dt} = q(t) - l(t) \qquad [1]$$

dove $q(t)$ è il tasso di produzione, $l(t)$ il tasso di scomparsa degli elettroni liberi (elettroni risp. prodotti, scomparsi per cm^3 e per secondo).

Per ciò che concerne la scomparsa degli elettroni liberi nella ionosfera, essa può avvenire per ricombinazione con ioni positivi o

per attaccamento a molecole od atomi neutri. Seguendo S. N. Ghosh ([47]) scriveremo pertanto la [1] nella forma seguente:

$$\frac{dN}{dt} = q(t) - \alpha N^2 - \beta n N \qquad [2]$$

dove α è il coefficiente effettivo di ricombinazione, β il coefficiente effettivo di attaccamento, n la densità delle molecole ed atomi neutri. Nel caso che uno dei due processi di rimozione degli elettroni liberi si possa ritenere preponderante sull'altro, la [2] si scrive in una delle due forme:

$$\frac{dN}{dt} = q(t) - \alpha N^2 \qquad [2']$$

$$\frac{dN}{dt} = q(t) - BN \qquad [2'']$$

dove $B = \beta\, n$.

Quanto alla $q(t)$, supporremo, seguendo la classica teoria di S. Chapman ([48]), che l'agente principale di ionizzazione dell'alta atmosfera sia la radiazione ultravioletta del sole; faremo poi l'ulteriore ipotesi che il potere ionizzante del sole sia uniformemente distribuito sulla sua superficie visibile. Con tali ipotesi potremo scrivere:

$$q(t) = q_M S \cos\chi \qquad [3]$$

dove χ è l'angolo zenitale del sole, S la frazione di superficie solare visibile durante l'eclisse, q_M il valore di q per $\chi = 0$ ed $S = 1$.

Se si conosce dell'eclisse la « grandezza » astronomica m (frazione occultata di diametro solare), il valore minimo d della distanza fra i centri del disco solare e del disco d'ombra lunare, supponendo di ugual diametro i due dischi e misurando le lunghezze in diametri solari, è $d = 1 - m$, e, durante l'eclisse, questa distanza D vale:

$$D = \sqrt{d^2 + \left(\frac{t_2 - t}{t_2 - t_1}\right)^2 (1 - d^2)} \qquad [4]$$

dove t_1 è l'istante dell'inizio dell'eclisse (1° contatto), t_2 è l'istante della massima occultazione (2° contatto).

La frazione di superficie solare visibile durante l'eclisse è allora:

$$S = \frac{2}{\pi}\left[arc\,sen\,D + D\sqrt{1 - D^2}\right] \qquad [5]$$

Mediante le [4] e [5] si ha nella [3] la $q(t)$ durante l'eclisse. Perché però sia possibile l'integrazione dell'equazione differenziale [2], del tipo di Riccati, o delle sue espressioni semplificate [2′] e [2″], occorre esplicitare la quantità q_M, cosa che non è possibile fare se non assumendo una serie di ipotesi a priori. Inoltre l'integrazione presenta di per sé notevoli difficoltà matematiche che si riducono solo nel caso, relativamente semplice, di un'eclisse totale. In tal caso, il più generale sviluppo in serie della [5]:

$$S = \frac{4}{\pi} D \left(1 - \frac{D^2}{6} - \frac{D^4}{40} - \ldots\ldots\right) \qquad [6]$$

si può arrestare al primo termine, e, essendo $d = 0$, si ha dalla [4]:

$$D = \frac{t_2 - t}{t_2 - t_1}$$

di guisa che la $q(t)$ assume la semplice forma:

$$q(t) = \frac{4}{\pi} q_M \frac{t_2 - t}{t_2 - t_1} \cos\chi \qquad [7]$$

valida, beninteso, nell'intorno di t_2 in cui D è sufficientemente piccolo.

Se tuttavia ci limitiamo a muoverci in questo intorno, se cioè consideriamo le condizioni che si vengono a creare nella ionosfera durante la fase massima dell'eclisse, valgono in generale le considerazioni seguenti.

Intanto, conveniamo di indicare per il seguito con gli indici n, 1, 2, m i valori delle varie grandezze rispettivamente « normali » (cioè in assenza di eclisse), all'istante t_1, all'istante t_2, all'istante in cui si ha il minimo valore di densità elettronica massima.

Se l'istante in cui la densità elettronica massima N di un certo strato raggiunge il suo valore minimo N_m coincidesse con t_2, si avrebbe a tale istante, ad esempio considerando la sola ricombinazione dalla [2′]:

$$0 = q_M S_2 \cos\chi_2 - \alpha N_m^2$$

In condizioni « normali », cioè in assenza di eclisse, avremmo potuto scrivere allo stesso istante t_2:

$$\left(\frac{dN}{dt}\right)_n = q_M \cos\chi_2 - \alpha N_n^2$$

Se $\left(\frac{dN}{dt}\right)_n$ è trascurabile in tutto un intorno di t_2 e se α si può ritenere costante nelle due relazioni ora scritte, si ha:

$$\left(\frac{N_m}{N_n}\right)^2 = S_2$$

Ora, una tale relazione significa che in un'eclisse totale ($S_2 = 0$), N_m dovrebbe ridursi a zero, il che è ben lontano da quanto si osserva in realtà. L'inesattezza della relazione testé scritta deriva dal fatto che nella ionosfera l'equilibrio elettronico non è istantaneo, ma soffre in generale di una certa inerzia. Derivando infatti rispetto al tempo le [2′] e [2″] si ha:

$$\frac{d^2N}{dt^2} + 2\alpha N\frac{dN}{dt} = \frac{dq}{dt} \quad ; \quad \frac{d^2N}{dt^2} + B\frac{dN}{dt} = \frac{dq}{dt}$$

Le quantità $\frac{1}{2\alpha N}$ e $\frac{1}{B}$ hanno le dimensioni di un tempo, e rappresentano effettivamente la « costante di tempo » nel responso di N alle variazioni di q. L'intervallo di tempo Δt fra l'istante t_2 e l'istante in cui N raggiunge il valore N_m è quindi tanto più grande quanto più piccoli sono α e B, cioè quanto più lenta è la scomparsa degli elettroni liberi.

Scriviamo ora la [2′] all'istante $(t_2 + \Delta t)$:

$$0 = q(t_2 + \Delta t) - \alpha N_m^2$$

In condizioni « normali », sempreché $\left(\frac{dN}{dt}\right)_n \cong 0$, avremmo scritto allo stesso istante:

$$0 = q_M \cos\chi_{(t_2+\Delta t)} - \alpha N_n^2$$

È sensibilmente:

$$\cos\chi_{(t_2+\Delta t)} \cong \cos\chi_2 \quad ; \quad q(t_2 + \Delta t) \cong q(t_2) + \frac{q(t_1) - q(t_2)}{t_2 - t_1}\Delta t$$

Si ha cioè:

$$\begin{cases} \alpha N_m^2 = q_M\left[S_2\cos\chi_2 + (\cos\chi_1 - S_2\cos\chi_2)\dfrac{\Delta t}{t_2 - t_1}\right] \\ N_n^2 = q_M\cos\chi_2 \end{cases}$$

Posto:

$$K = S_2 + \left(\frac{\cos \chi_1}{\cos \chi_2} - S_2 \right) \frac{\Delta t}{t_2 - t_1} \qquad [8]$$

si ha evidentemente:

$$\left(\frac{N_m}{N_n} \right)^2 = K \qquad \text{[ricombinazione]} \qquad [9]$$

Considerando invece il caso dell'attaccamento, si ha dalla [2″] con considerazioni analoghe a quelle ora svolte:

$$\frac{N_m}{N_n} = K \qquad \text{[attaccamento]} \qquad [10]$$

4. — Per l'eclisse del 30 giugno 1954 a Roma, risulta essere, dai dati della tabella I, $S_2 = 0{,}45$ e $(t_2 - t_1) = 77^m$. Rilevando dalle effemeridi solari il valore della declinazione δ a mezzogiorno, conoscendo gli angoli orari ω_1 e ω_2 relativi agli istanti t_1 e t_2, è facile calcolare $\cos \chi_1$ e $\cos \chi_2$, mediante la classica formula ([49]):

$$\cos \chi = \operatorname{sen} \varphi \operatorname{sen} \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos \omega \qquad [11]$$

dove φ è la latitudine. Si ottiene nel nostro caso $\dfrac{\cos \chi_1}{\cos \chi_2} \cong 1{,}1$.

Dai dati di fig. 1 si estraggono i valori di densità elettronica massima $N = 1{,}24 \; 10^4 \; f_o^2$ elettroni per cm^3, ed i tempi Δt per ogni strato; si osserva inoltre che la derivata $\dfrac{dN}{dt}$ è, in condizioni « normali » molto piccola nell'intervallo dell'eclisse, cioè siamo nei limiti di applicabilità della [8]. Calcolato il rapporto $\dfrac{N_m}{N_n}$, il suo quadrato e la quantità K, strato per strato, si ottiene:

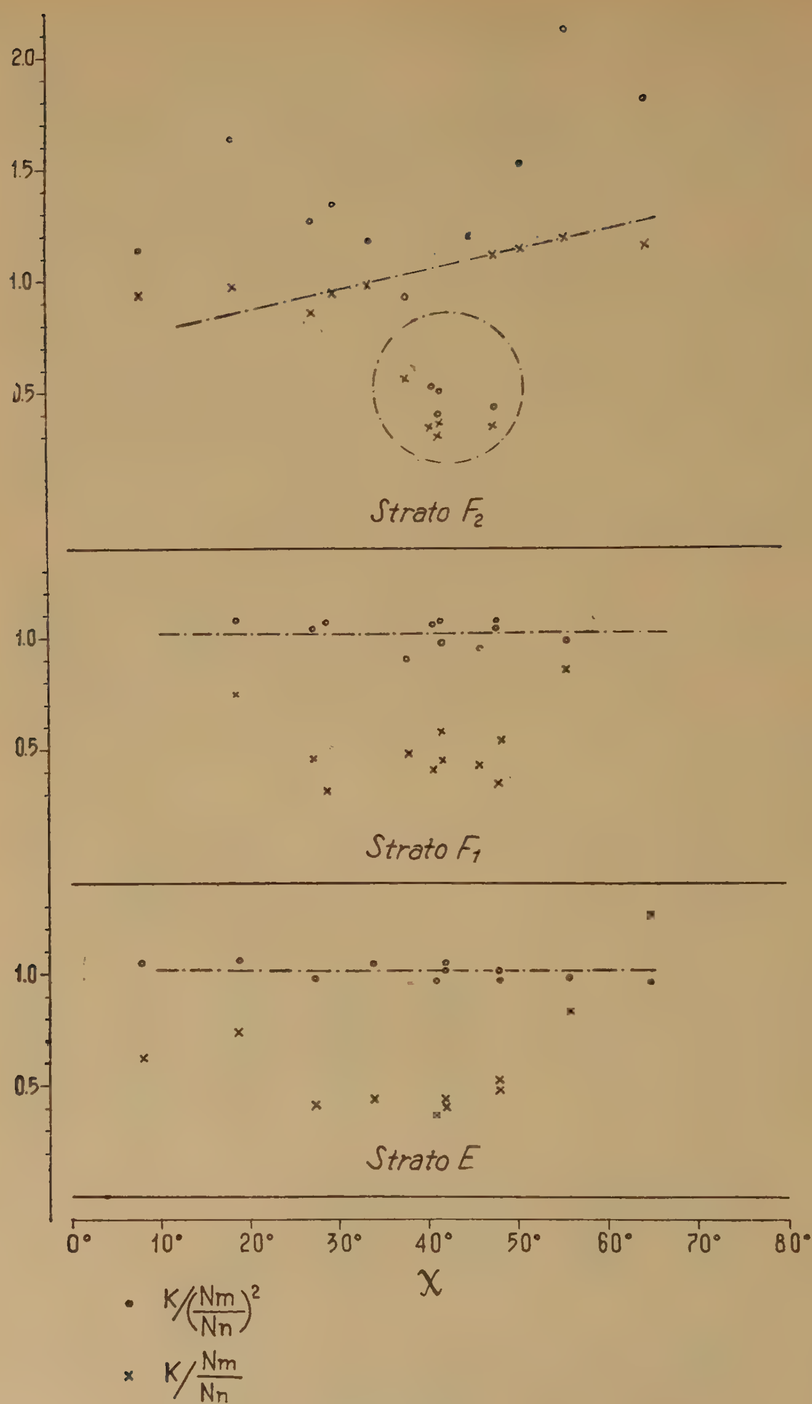
TABELLA II

Strato	N_m/N_n	$(N_m/N_n)^2$	K
E	0,70	0,49	0,52
F_1	0,71	0,50	0,54
F_2	0,59	0,35	0,58

Come si vede, per gli strati E ed F_1 l'accordo tra valori calcolati e valori misurati è buono se si assume come processo prevalente per la rimozione degli elettroni liberi la ricombinazione con ioni; per lo strato F_2 sembra invece esservi una netta indicazione per l'attaccamento a particelle neutre. Queste conclusioni, specialmente per ciò che concerne gli strati E ed F_1, concordano con quelle alle quali sono giunti molti dei ricercatori che si sono occupati sinora della questione, tuttavia, al fine di precisare una volta di più la loro validità, abbiamo ritenuto utile prendere in esame i dati ionosferici di alcune passate eclissi di sole. Purtroppo il materiale disponibile è risultato non solo scarso, ma anche male utilizzabile per una analisi quantitativa, sia pure modesta. Così stando le cose, i risultati della nostra analisi, compendiati nella tabella III, si debbono intendere, nella maggioranza dei casi, puramente indicativi.

TABELLA III

Data	Luogo di osserv.	Strato E		Strato F_1		Strato F_2	
		$K/\frac{N_m}{N_n}$	$K/\left(\frac{N_m}{N_n}\right)^2$	$K/\frac{N_m}{N_n}$	$K/\left(\frac{N_m}{N_n}\right)^2$	$K/\frac{N_m}{N_n}$	$K/\left(\frac{N_m}{N_n}\right)^2$
misfero Nord							
3-2-1935 (14)	Deal, N.J., S.U.A.	1,26	0,96	—	—	1,15	1,80
3-2-1935 (15)	Washington, S.U.A.	0,83	0,99	0,86	0,99	1,19	2,11
5-2-1952 (44)	Roma, Italia	—	—	—	—	1,14	1,51
9-5-1948 (36)	Wakkanai, Giappone	—	—	0,31	1,07	—	—
9-6-1936 (16)	Iwamizawa, Giappone	—	—	0,41	0,95	—	—
0-6-1954	Roma, Italia	0,74	1,06	0,76	1,08	0,98	1,61
9-7-1945 (26)	Tromsö, Norvegia	0,49	0,96	0,46	1,08	0,35	0,43
9-7-1945 (27)	Hörnsjö, Svezia	0,40	1,02	0,58	0,99	0,37	0,50
9-7-1945 (31)	Sörmjöle, Svezia	0,41	1,07	0,45	1,08	0,40	0,30
9-7-1945 (28)	Östersund, Svezia	0,37	0,97	0,40	1,07	0,35	0,52
9-7-1945 (26)	Kjeller, Norvegia	—	—	0,49	0,90	0,56	0,92
9-7-1945 (30)	Mosca, U.R.S.S.	0,44	1,05	—	—	0,98	1,18
1-8-1932 (10)	Washington, S.U.A.	—	—	—	—	0,94	1,34
1-9-1951 (39)	Dakar, Marocco	0,62	1,05	—	—	0,93	1,14
Emisfero Sud							
5-1-1944 (25)	Huancayo, Perù	0,41	0,98	0,46	1,04	0,85	1,26
1-8-1943 (24)	Watheroo, Australia	—	—	—	—	1,12	2,80
0-8-1952 (45)	Buenos Aires, Argentina	0,52	0,99	0,53	1,08	—	—



2.0
1.5
1.0
0.5
Strato F_2
1.0
0.5
Strato F_1
1.0
0.5
Strato E
0° 10° 20° 30° 40° 50° 60° 70° 80°
χ
$K/\left(\frac{Nm}{Nn}\right)^2$
$K/\frac{Nm}{Nn}$

Fig. 2

Abbiamo considerato in questa tabella III solo eclissi occorrenti in condizioni tali che la derivata $\frac{dN}{dt}$ fosse, in condizioni « normali » nulla o molto piccola nell'intervallo dell'eclisse; abbiamo così tralasciato le eclissi occorrenti nelle prime o nelle ultime ore del giorno solare. Non si è inoltre tenuto conto per lo strato F_2 di alcune eclissi, ad esempio l'eclisse del 19 giugno 1936 ([16]) ([17]) ([18]), in cui l'andamento dello strato è stato perturbato da tempeste magnetiche chiaramente documentabili.

Esaminando la tabella si vede che, per gli strati E ed F_1, si hanno nella colonna $K \Big/ \left(\frac{N_m}{N_n}\right)$ dei numeri il cui scarto dall'unità è non superiore al 10%, nei limiti cioè dell'incertezza complessiva massima nella determinazione di N_m/N_n e nel calcolo di K. Non sembra quindi ingiustificato poter concludere, nel senso precedentemente indicato, che: *negli strati* E *ed* F_1 *gli elettroni liberi sono prodotti principalmente per fotoionizzazione solare e sono rimossi principalmente per ricombinazione con ioni positivi.*

Per lo strato F_2 l'interpretazione dei dati di tabella III è meno semplice. Per vedere più chiaramente la cosa abbiamo riportato in fig. 2 i valori dei rapporti $K \Big/ \left(\frac{N_m}{N_n}\right)^2$ e $K \Big/ \frac{N_m}{N_n}$ desunti dalla tab. III, in funzione dell'angolo zenitale del sole. L'esame della tab. III e della fig. 2 sembra indicare che *nello strato* F_2 *il tasso di scomparsa degli elettroni liberi varia con la prima potenza della densità elettronica, come se il processo prevalente di rimozione elettronica fosse l'attaccamento a molecole od atomi neutri.* Inoltre, le quantità $K \Big/ \frac{N_m}{N_n}$ e $K \Big/ \left(\frac{N_m}{N_n}\right)^2$ da noi scelte a caratterizzare le eclissi ionosferiche indicano, con l'essere o no maggiori dell'unità, se l'effetto d'eclisse è stato, in un certo strato, maggiore o no di quello che avrebbe dovuto essere in teoria. Orbene, *nello strato* F_2 *la diminuzione di densità elettronica durante un'eclisse di sole sembra essere, a parità di ogni altro fattore, maggiore in eclissi invernali che non in eclissi estive.* Riferendoci alla fig. 2, un effetto simile non risulta altrettanto chiaro negli strati E ed F_1. I valori racchiusi nel circoletto, che risultano stranamente fuori posto, riguardano i dati rilevati durante l'eclisse del 9 luglio 1945 in stazioni ad alta latitudine (Tromsö, Hörnsiö, Sörmjöle, Östersund, Kjeller). Riferendoci alla tab. III (numeri in corsivo), si vede

che lo scarto dall'unità è, per queste stazioni, minore nella colonna della ricombinazione che non nella colonna dell'attaccamento, pur mantenendosi sempre notevole. È significativo il fatto che i dati della stazione di Mosca per la stessa eclisse si accordano bene con i dati di Roma per l'eclisse del 30 giugno 1954 e di Washington per l'eclisse del 31 agosto 1932; questo significa che l'andamento dello strato F_2 durante quella eclisse non risultò perturbato in generale, e che l'anomalia riscontrata nelle stazioni ad alta latitudine ha una causa di carattere locale.

5. — Si presenta a questo punto la necessità di avere delle informazioni sull'entità dei coefficienti che governano i processi di scomparsa degli elettroni liberi nella ionosfera.

Ricordiamo infatti che le ipotesi sin qui postulate per il calcolo degli elementi su cui è basata l'analisi che ha portato ai risultati di tab. III sono le seguenti:

a) gli elettroni liberi sono prodotti per fotoionizzazione solare;

b) gli elettroni liberi sono rimossi per ricombinazione ionica ed attaccamento a particelle neutre;

c) il potere ionizzante del sole è uniformemente distribuito sulla sua superficie visibile;

d) durante l'eclisse i valori « normali » di densità elettronica variano poco;

e) durante l'eclisse il tasso di scomparsa degli elettroni liberi varia poco rispetto alle condizioni « normali ».

Ora, la condizione (*d*) è senz'altro soddisfatta per le eclissi riportate nella tab. III, e per il momento non abbiamo motivo di porre in dubbio le (*a*), (*b*), (*c*); limitiamoci pertanto a discutere la condizione (*e*).

Se il coefficiente effettivo di ricombinazione è variato durante l'eclisse dal valore α_n, « normale », al valore α_m, corrispondente allo stato di minima densità elettronica massima N_m dello strato, è facile vedere che è:

$$\frac{\alpha_m}{\alpha_n} = K \Big/ \left(\frac{N_m}{N_n}\right)^2 \qquad [12]$$

ed analogamente:

$$\frac{B_m}{B_n} = K \Big/ \frac{N_m}{N_n} \qquad [13]$$

I valori numerici delle [12] e [13] sono quindi quelli riportati nella tabella III.

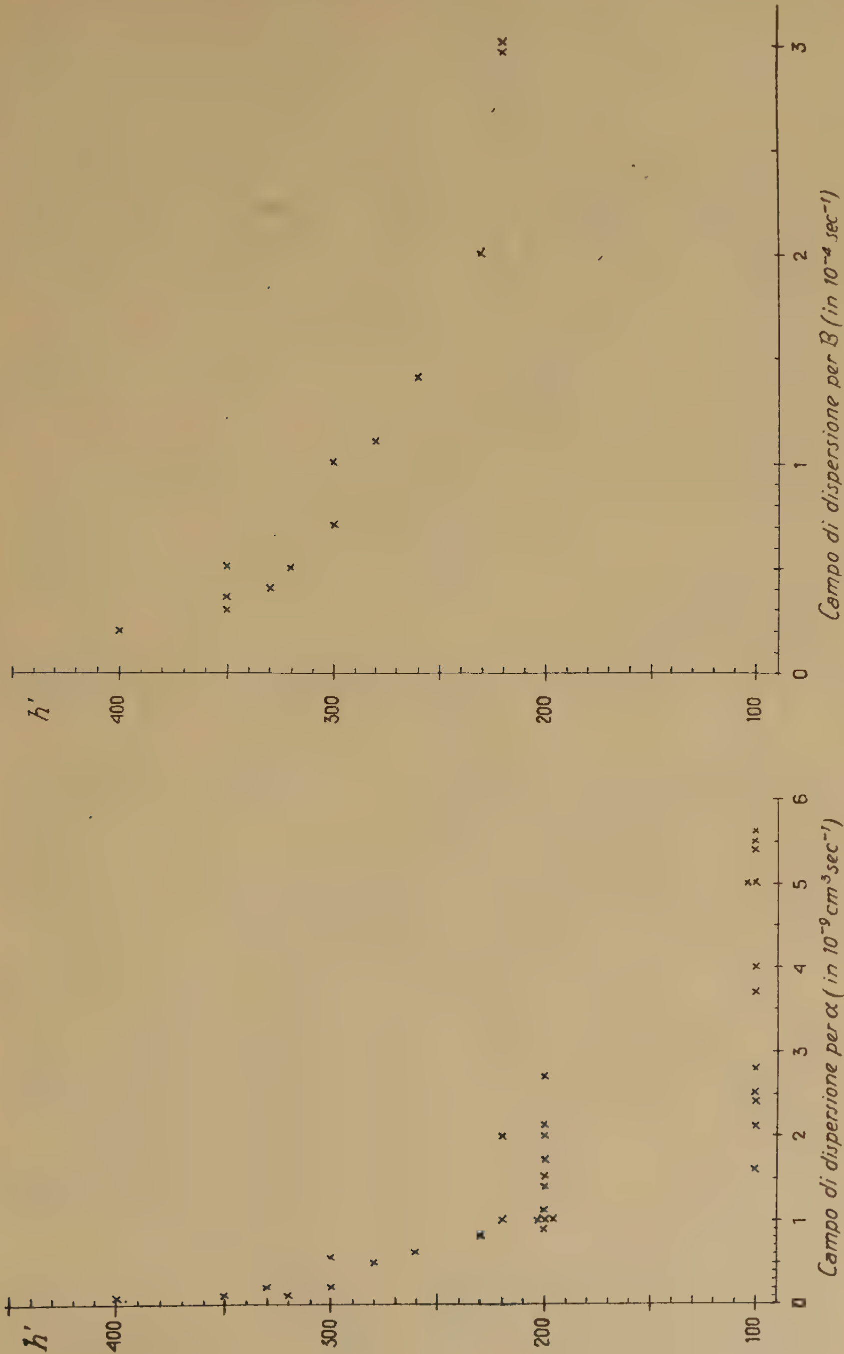

h'
400
300
200
100
0
1
2
3
Campo di dispersione per β (in 10⁻⁴ sec⁻¹)
h'
400
300
200
100
0
1
2
3
4
5
6
Campo di dispersione per α (in 10⁻⁹ cm³ sec⁻¹)

Fig. 3

Tornando ora alla [2′], scriviamola all'istante t_2:

$$\left(\frac{dN}{dt}\right)_{t_2} = q(t_2) - \alpha_2 N_2^2$$

dove, come convenuto, α_2 e N_2 sono i valori di α e di N per $t = t_2$. Scrivendo la stessa equazione in condizioni « normali » e facendo sistema con quella ora scritta si ha:

$$\begin{cases} -\dfrac{N_2 - N_m}{\Delta t} = q_M S_2 \cos\chi_2 - \alpha_2 N_2^2 \\ 0 = q_M \cos\chi_2 - \alpha_n N_n^2 \end{cases}$$

da cui, potendosi ritenere $\alpha_2 \cong \alpha_m$, si ha:

$$\alpha_n = \frac{N_2 - N_m}{\Delta t\left(\dfrac{\alpha_m}{\alpha_n} N_2^2 - S_2 N_n^2\right)} \qquad [14]$$

Operando analogamente sulla [2″] si ha:

$$B_n = \frac{N_2 - N_m}{\Delta t\left(\dfrac{B_m}{B_n} N_2 - S_2 N_n\right)} \qquad [15]$$

È evidente che l'applicabilità di queste semplici formule dipende dall'osservare realmente un $\Delta t > 0$, e che la precisione del risultato dipende dalla precisione con cui Δt stesso è stato valutato; ciò significa fra l'altro che conviene eseguire i sondaggi ionosferici durante un'eclisse di sole ad intervalli di tempo molto brevi.

Sui dati di fig. 1 abbiamo ottenuto: $\alpha_E = 5{,}6\ 10^{-9}$ cm^3 sec^{-1} ; $\alpha_{F_1} = 1{,}5\ 10^{-9}$ cm^3 sec^{-1} ; $\alpha_{F_2} = 0{,}8\ 10^{-9}$ cm^3 sec^{-1} ; $B_{F_2} = 10^{-4}$ sec^{-1} .

Ci è stato possibile ripetere questo calcolo solo per una parte delle eclissi considerate, ed i risultati sono quelli riportati in fig. 3.

Si noterà subito che i valori dei due coefficienti sono dati in funzione dell'altezza virtuale minima di riflessione h'. Riconosçiamo che questo parametro è piuttosto arbitrario, sia per la sua natura fisica, sia perché è legato in maniera molto complessa e variabile alla quota di massima densità elettronica, quota alla quale avvengono tutti i fenomeni di cui stiamo parlando. Sta di fatto però che i dati delle eclissi ionosferiche sinora pubblicati sono sorprendentemente scarsi di informazioni per ciò che concerne le altezze, sia pure virtuali, degli strati, ed in queste condizioni è materialmente impossibile eseguire su quei

dati una qualunque riduzione ad altezze vere. Del resto il campo di dispersione dei valori è risultato di per sé così ampio in ascisse — specialmente per α alle basse quote — che una maggior precisione in ordinate non crediamo avrebbe significato molto.

A proposito della dispersione dei valori, notiamo che l'intervallo di dispersione per α nello strato E ($h' \simeq 100$ Km) e nello strato F_1 ($h' \simeq 200$ Km) è risultato alquanto più ristretto di quello che generalmente viene ammesso. Infatti per lo strato E troviamo in fig. 3 per α valori da 1,6 a 5,6 10^{-9} cm^3 sec^{-1}, mentre i valori trovati da altri ricercatori (23) (31) (32) (33) (39) (40) (42) (51) vanno da 2 a 20 10^{-9} cm^3 sec^{-1}; per lo strato F_1, contro i valori 0,9 $\div$ 2,7 10^{-9} cm^3 sec^{-1} di fig. 3 stanno i valori 1 $\div$ 10 10^{-9} cm^3 sec^{-1} trovati da altri (23) (31) (32) (33) (35) (36) (43) (51). L'accordo fra i nostri valori e quelli calcolati da altri è invece buono per α a quote maggiori di 250 km (23) (24) (35) (52) (53) e, in generale, per B (35) (53) (54). Osserviamo che le discrepanze testé rilevate sono, almeno in parte, dovute al fatto che, normalmente, il calcolo di α viene fatto assumendo α costante durante tutta l'eclisse, il che è solo approssimativamente esatto, come vedremo fra poco.

Appare chiaramente dalla fig. 3 che sia il coefficiente di ricombinazione sia il coefficiente di attaccamento diminuiscono con l'altezza. Interpretando ora i risultati della tabella III, per ciò che concerne lo strato F_2, in termini di rapporti $\frac{\alpha_m}{\alpha_n}$ e $\frac{B_m}{B_n}$, possiamo imputare le variazioni di questi rapporti o a movimenti verticali dello strato o ad una variazione di temperatura dello strato durante l'eclisse. Infatti è generalmente ammessa una proporzionalità inversa fra coefficiente di ricombinazione e di attaccamento ed una certa potenza della temperatura (55), cioè $\frac{\alpha_m}{\alpha_n} = \left(\frac{T_n}{T_m}\right)^r$ e $\frac{B_m}{B_n} = \left(\frac{T_n}{T_m}\right)^s$.

Purtroppo, come già detto, non abbiamo dati sufficienti sull'andamento dell'altezza degli strati ionosferici durante l'eclisse di sole; definite informazioni si hanno solo in pochi casi, e da queste sembrerebbe di poter trarre le seguenti conclusioni:

a) la quota di massima densità elettronica degli strati E ed F_1 tende a salire durante l'eclisse;

b) la quota di massima densità elettronica dello strato F_2 in genere sale anch'essa; tuttavia talora, in eclissi estive rimane pressoché costante o scende leggermente (fig. 1) (30) (26) (31) (36).

Così stando le cose, nessuna delle due spiegazioni formulate dianzi riesce a dar conto di un tale andamento, se le si considera isolatamente

una dall'altra. Se infatti la temperatura non è variata durante l'eclisse, il fatto che il rapporto dei coefficienti di ricombinazione e di attaccamento durante l'eclisse e « normali » sia maggiore dell'unità, vorrebbe significare un abbassamento dello strato: non pare però che si osservi un sistematico abbassamento dello strato F_2 in eclissi invernali, in cui (tab. III) è sempre $\alpha_m > \alpha_n$, $B_m > B_n$. D'altra parte, se codeste variazioni dei coefficienti di scomparsa degli elettroni le attribuiamo a soli effetti di temperatura, sempre dalla tabella III risulterebbe nello strato F_2 un aumento di temperatura durante eclissi estive; pur non mancando giustificazioni ad un riscaldamento di tal genere — energia liberata nei processi di ricombinazione, contrazioni dello strato, e così via —, la cosa appare poco plausibile.

In realtà variazioni di temperatura e movimenti verticali nello strato sono, a nostro modo di vedere, cooperanti. Se la temperatura di un strato ionosferico varia durante un'eclisse di sole, è ragionevole pensare che essa diminuisca piuttosto che aumentare. La diminuzione di temperatura ha come conseguenza un aumento nel valore dei coefficienti di ricombinazione e di attaccamento. Il livello di massima densità elettronica tende allora a spostarsi verso l'alto, dove la temperatura è più elevata e più lenta è la scomparsa degli elettroni liberi; questo movimento verso l'alto è, in certo senso, frenato dalla progressiva diminuzione con l'altezza del numero delle particelle ionizzabili. Si raggiunge così una sorta di equilibrio, nel quale l'innalzamento raggiunto è tanto maggiore quanto minore è il gradiente verticale di densità molecolare; in altre parole lo strato F_2 si dovrebbe innalzare più dello strato F_1, e questo più dello strato E. Effettivamente, proprio questo si osserva.

Il fatto che, nello strato E e nello strato F_1 il rapporto dei coefficienti di ricombinazione « normali » e durante l'eclisse sia sensibilmente uguale all'unità, la quota di massima densità elettronica purtuttavia essendosi innalzata, sembra indicare che l'equilibrio raggiunto nella fase massima dell'eclisse sia determinato realmente da un meccanismo di tal genere. Per lo strato F_2 occorre invece introdurre un qualche fenomeno perturbativo di questo semplice meccanismo per dar conto dei risultati sperimentali. La questione si riallaccia così all'altra, più complessa e generale, della natura fisica dello strato F_2.

In una recente nota di F. Mariani e dello scrivente ([50]) tale questione è stata esaminata; è stata sottolineata, in quel lavoro, la possibilità di interpretare le più appariscenti anomalie nell'andamento normale dello strato F_2 col tener conto della sovrapposizione fra due strati

F_1 ed F_2 « vero » e della formazione conseguente di una zona ad alta densità elettronica (strato F_2 « apparente »). L'ipotesi della sovrapposizione fra due strati era stata esaminata precedentemente da F. Mariani ([56]) nel tentativo di determinare teoricamente una « legge di sovrapposizione » suscettibile di adattarsi all'interpretazione degli ionogrammi ottenuti negli anni scorsi a Roma. Per quanto non sia stato possibile a Mariani stabilire sui dati di Roma una statistica sufficiente a definire in senso probante o no l'efficienza dell'ipotesi della soprapposizione ([56]), e per quanto tale ipotesi sembri inoperante a dar conto dell'andamento dello strato F_2 nel suo insieme ([50]), tuttavia è nostro parere che essa possa essere utilmente tenuta presente nel caso delle eclissi solari. L. V. Berkner ([57]) ha nel passato indicato una tal possibilità.

Il significato di quanto detto poco fa è, nel caso si ragioni in termini di sovrapposizione, che un'eclisse di sole tende a separare lo strato F_1 dallo strato F_2 « vero », o quanto meno a diminuire il relativo grado di sovrapposizione. Se la densità elettronica ricavata da misure di f_0F_2 si deve intendere competente alla zona di sovrapposizione, appare ora spiegabile come la diminuzione di tale densità sia più forte in eclissi invernali che non in eclissi estive, più forte cioè in condizioni di larga sovrapposizione che in condizioni di debole o nulla sovrapposizione ([58]). Concorda con un tal modo di veder le cose il fatto che in eclissi invernali il procedere dell'eclisse sia accompagnato da una progressiva accentuazione della cuspide caratterizzante, nella curva $h'(f)$, la frequenza critica f_0F_1 ([43]) ([45]), cioè da una progressiva separazione fra F_1 ed F_2.

Non avendo a disposizione dati sperimentali sufficienti e sufficientemente sicuri (i nostri dati del 25-2-1952 sono inutilizzabili per lo strato F_1 a causa di forti interferenze), non possiamo confortare una tale ipotesi con considerazioni quantitative; ci limitiamo perciò a presentarla come ipotesi di lavoro per successivi studi.

6. — Nell'analisi sin qui svolta sul comportamento della ionosfera durante l'eclisse parziale di sole del 30 giugno 1954 a Roma, abbiamo proceduto per grandi linee, portando la nostra attenzione sui fatti più cospicui e lasciando volutamente ad un esame di seconda approssimazione determinati fatti e questioni; pensiamo infatti che questi ultimi non possono essere presi in considerazione con ragionevoli probabilità di giungere ad utili risultati, se non dopo aver interpretato soddisfacentemente l'eclisse ionosferica nel suo aspetto generale.

Un primo fatto è che si sono osservati dei minimi secondari di frequenza critica nello strato F_2, nello strato E e forse nello strato F_1, ben al di fuori dei limiti dell'eclisse ottica (fig. 1). Un fatto del genere è stato osservato in molte altre eclissi.

Osserviamo subito che, almeno in qualche caso, tali minimi potrebbero solo apparentemente essere dovuti all'eclisse di sole. Infatti la loro esistenza viene dedotta dal confronto fra la curva di frequenza critica osservata il giorno dell'eclisse e la curva mediana dei giorni precedenti e seguenti. Una tal curva mediana non può ritenersi impegnativa in senso assoluto: essa stabilisce un andamento *probabile* ma non *certo* per il giorno dell'eclisse. È noto a chiunque di occupi di misure ionosferiche che deviazioni, anche notevoli, dai valori mediani mensili si osservano in giorni per altro più che normali. Si noti, ad esempio, l'andamento di $f_0 F_2$ in fig. 1. Riferendoci alla curva mediana, l'inizio dell'eclisse ionosferica parrebbe doversi porre circa alle $11^h 20^m$, ben 90^m avanti l'inizio dell'eclisse ottica. Non possiamo però escludere che l'andamento in assenza d'eclisse sarebbe stato quello della curva a tratto pieno sino alle $13^h 10^m$, proseguito in tratteggiato sino alle $15^h 40^m$, specialmente esaminando l'andamento di $h' F_2$. Verrebbe allora a mancare il minimo relativo di densità elettronica altrimenti riscontrabile alle $12^h 20^m$ circa, e l'eclisse ionosferica nello strato F_2 verrebbe sensibilmente a coincidere, a meno di un ritardo costante, con l'eclisse ottica. Per lo strato E invece, l'andamento di $h' E$ conferma l'esistenza del piccolo minimo occorrente in $f_0 E$ circa 20 minuti dopo la fine dell'eclisse. Da qui fra l'altro si rileva la necessità di pubblicare *sempre* i dati di altezze virtuali accanto ai dati di frequenza critica per le misure eseguite in occasione di eclissi solari.

Un'osservazione di tal genere vale anche per aumenti di densità elettronica talora osservati prima dell'inizio dell'eclisse ottica ([18]) ([45]).

Ammettiamo però che questi minimi, più di una volta riscontrati, siano in generale reali, cioè effettivamente imputabili all'eclisse. Bisogna allora porre in discussione l'ipotesi (c) ed in parte la (a) di pag. 12, occorre cioè considerare più che l'eclisse del sole « visibile », l'eclisse del sole « ionizzante ». È evidente che il sole « ionizzante » si estende ben oltre il disco visibile solare, comprendendo anche la corona e le emissioni corpuscolari, e che non è certo uniforme, dal momento che l'astrofisica solare ci dice che intense sorgenti ionizzanti sono localizzate in particolari zone attive della superficie e dell'atmosfera solare ([59]). Potrebbero allora spiegarsi in termini di occultazione coronale i minimi secondari di frequenza critica occorrenti poco dopo

o poco prima l'eclisse ottica (fig. 1) ([24]) ([44]) ([59]), in termini di occultazione di zone attive (macchie, eruzioni, ecc.) talune irregolarità delle curve di frequenza critica durante l'eclisse ([32]) ([36]) ([42]) ([43]) ([45]); in termini di occultazione corpuscolare i minimi occorrenti molto prima o molto dopo l'eclisse ottica ([30]) ([41]) ([50]). In realtà, per ciò che concerne effetti dell'eclisse corpuscolare, la casistica sperimentale è largamente negativa al riguardo (ad eccezione delle misure russe del 9-7-1945 ([30]), in cui fu riscontrato un effetto imputabile a corpuscoli con velocità di circa 500 km al secondo); tuttavia ciò potrebbe dipendere dal fatto che la zona d'influenza dell'eclisse corpuscolare non coincide con la zona d'influenza dell'eclisse ottica. È evidente in ogni modo la necessità di integrare i dati ionosferici con i dati forniti dall'astrofisica solare se si vogliono compiutamente esaminare i fatti citati.

Una seconda questione è rappresentata dalla comparsa, durante l'eclisse, della sottostratificazione, indicata con X in fig. 1, situata fra lo strato E e lo strato F_1. Fenomeni del genere furono osservati nell'eclisse del 25 gennaio 1944 ([24]) ([25]), del 9 maggio 1948 ([36]) e del 25 febbraio 1952 ([41]), con la comparsa di un nuovo strato fra lo strato F_1 e lo strato F_2. Tuttavia in questo caso è possibile avanzare una spiegazione, poiché si potrebbe trattare di un caso particolare di parziale sovrapposizione fra i due strati: se infatti la densità elettronica massima della zona di sovrapposizione ha un valore compreso fra i due competenti allo strato F_1 ed allo strato F_2, si osservano effettivamente *tre* frequenze critiche nella regione F. Una spiegazione del genere è tuttavia meno plausibile per l'eclisse del 30 giugno 1954, dal momento che occorrerebbe supporre una parziale sovrapposizione fra gli strati E ed F_1, e sinora non si ha alcuna indicazione sulla possibilità della cosa. La sfortunata circostanza che lo strato F_1 abbia sofferto, qui a Roma, di una notevole occultazione da parte dell'E sporadica, ci costringe a rinviare l'esame della questione al momento in cui disporremo dei dati ricavati in altri Osservatori ionosferici il 30 giugno 1954.

Una terza questione di notevole interesse è l'effetto d'eclisse nella ionizzazione E sporadica, chiaramente visibile in fig. 1. Un simile effetto era stato rilevato in altre eclissi ([13]) ([16]) ([27]) ([31]), ma era stato sempre interpretato come un fatto del tutto casuale. Non si può concordare con questa valutazione.

Infatti, già esaminando l'andamento normale della ionosfera a Roma negli ultimi anni ([58]) avevamo posto in rilievo come certe regolarità nell'andamento della ionizzazione E sporadica portassero a supporre una non ben precisata dipendenza delle sue caratteristiche da

quelle degli altri strati. È stato notato ([61]) che la ionizzazione E sporadica può presentarsi in due forme caratteristiche, spesso coesistenti nelle ore meridiane: struttura stratiforme e struttura nebuliforme. La prima potrebbe essere prodotta per fotodistacco di elettroni da ioni negativi, esistenti con alta densità al livello dello strato E ([53]); la seconda prevalentemente, secondo D. F. Martyn ([62]), per discesa di banchi di cariche dallo strato F_1 ed occasionalmente per ionizzazione meteorica o in connessione con attività temporalesca nella troposfera. Durante un'eclisse di sole si ha un'attenuazione delle radiazioni responsabili del fotodistacco, e la discesa di cariche dallo strato F_1 è ridotta per il generale movimento di salita assunto dallo strato; è allora possibile un effetto di eclisse anche nella ionizzazione E sporadica.

Osserviamo a questo punto che al fenomeno suggerito da Martyn potrebbe ascriversi la comparsa della ionizzazione X durante l'eclisse del 30 giugno 1954: si osservi in fig. 1 la concomitanza dell'apparire di X con la forte riduzione nella E sporadica e, in altezza virtuale, la scomparsa della ionizzazione X parte per ritorno allo strato F_1, parte per discesa alla quota dell'E sporadica.

7. — Da quanto detto sinora ci sembra di poter trarre queste conclusioni:

1) la ionosfera è, nel suo insieme, sensibile all'influenza di una eclisse di sole.

In eclissi occorrenti nelle ore meridiane ed a latitudine non elevata:

2) negli strati E ed F_1 il tasso di scomparsa degli elettroni liberi varia con la seconda potenza della densità elettronica, come se il processo predominante fosse la ricombinazione ionica;

3) nello strato F_2 il tasso di scomparsa degli elettroni liberi varia con la prima potenza della densità elettronica, come se il processo predominante fosse l'attaccamento a molecole od atomi neutri; la diminuzione di densità elettronica, a parità di ogni altro fattore, è maggiore in eclissi invernali che in eclissi estive;

4) i coefficienti di ricombinazione e di attaccamento diminuiscono con l'altezza;

5) la quota di massima densità elettronica di ogni strato tende ad innalzarsi; gli strati F_1 ed F_2 tendono a separarsi.

Inoltre:

6) la diminuzione del grado di sovrapposizione degli strati F_1 ed F_2 potrebbe forse spiegare l'andamento stagionale dell'effetto di eclisse nella $f_0 F_2$;

7) i minimi di densità elettronica occorrenti fuori dei limiti dell'eclisse ottica potrebbero spiegarsi in termini di eclisse del sole « ionizzante », cioè in termini di occultazione coronale e di occultazione corpuscolare, per il che occorre il sussidio dei dati eliofisici;

8) particolare cura merita lo studio delle sottostratificazioni che talora appaiono durante l'eclisse, e dell'effetto d'eclisse nella ionizzazione *E* sporadica.

Infine, per ciò che concerne la tecnica delle misurazioni e la presentazione dei dati:

9) occorre aumentare al massimo la precisione delle misure, ed eseguirle ad intervalli di tempo molto brevi durante l'eclisse;

10) è altamente opportuno che la presentazione dei dati venga fatta in modo completo, ivi compresi i dati astronomici dell'eclisse osservata.

Osservatorio dell'I.N.G. di Rocca di Papa — Aprile 1955.

RIASSUNTO

Si esamina, in questa nota, il comportamento della ionosfera a Roma durante l'eclisse parziale di sole del 30 giugno 1954. Per l'esame dei dati sperimentali si stabilisce un metodo di analisi basato sulle ipotesi che (a) *gli elettroni liberi nella ionosfera siano prodotti per fotoionizzazione solare e siano rimossi per ricombinazione ionica ed attaccamento a molecole od atomi neutri;* (b) *il potere ionizzante del sole sia uniformemente ripartito sul suo disco visibile. Si può allora calcolare l'effetto « teorico » d'eclisse nei vari strati ionosferici.*

Supposta in un primo tempo la costanza del tasso di scomparsa degli elettroni durante l'eclisse, si applica questo metodo di analisi, oltreché ai dati di Roma, ai dati ionosferici ottenuti in un certo numero di passate eclissi solari. Il confronto fra l'effetto d'eclisse « teorico » e quello « reale » nei vari strati porta alle seguenti conclusioni:

a) *negli strati* E *ed* F_1 *il tasso di scomparsa degli elettroni varia con la seconda potenza della densità elettronica, come se il processo preponderante fosse la ricombinazione ionica.*

b) *nello strato* F_2 *il tasso di scomparsa degli elettroni varia con la prima potenza della densità elettronica, come se il processo preponderante fosse l'attaccamento a molecole od atomi neutri.*

c) *nello strato* F_2 *la diminuzione di densità elettronica, è, a parità di ogni altro fattore, maggiore in eclissi invernali che in eclissi estive.*

Vengono calcolati i coefficienti di ricombinazione e di attaccamento nei vari strati per un certo numero di eclissi; si trova che questi coefficienti diminuiscono con l'altezza. Supposta ora una certa variazione del tasso di scomparsa degli elettroni durante l'eclisse, che viene calcolata nei vari casi, la si mette in relazione con movimenti verticali degli strati e con variazioni di temperatura: si mostra come durante l'eclisse la quota di massima densità elettronica di ogni strato tenda a salire, e come lo strato F_2 *tenda a separarsi dallo strato* F_1. *Si avanza allora l'ipotesi che l'andamento stagionale dell'effetto d'eclisse nello strato* F_2 *possa spiegarsi in termini di sovrapposizione tra* F_1 *ed* F_2.

Si rileva la necessità di considerare più che l'eclisse del « sole visibile » l'eclisse del « sole ionizzante » al fine di spiegare l'esistenza di minimi relativi di densità elettronica occorrenti poco prima o poco dopo l'eclisse ottica (occultazione coronale?), o molto al di fuori dei limiti dell'eclisse fotonica (occultazione corpuscolare?), per il che occorre integrare i dati ionosferici con i dati eliofisici.

Si rileva infine come la diminuzione e la scomparsa della ionizzazione E *sporadica durante l'eclisse del 30 giugno 1954 (ed in altre eclissi) possa ascriversi ad un reale effetto d'eclisse in questa ionizzazione; si avanza l'ipotesi che dipendente da questo effetto sia la comparsa, durante l'eclisse citata, di una effimera stratificazione fra lo strato* F_1 *e lo strato* E, *mentre invece, per stratificazioni simili apparse in altre eclissi fra lo strato* F_1 *e lo strato* F_2 *si pensa ad una spiegazione in termini di parziale sovrapposizione fra i due strati.*

SUMMARY

We examine the behaviour of the ionosphere at Rome during the partial solar eclipse of June 30, 1954. For examining the experimental data we use a first approximation method based upon the hypothesis that in the ionosphere: (a) *the electrons are produced by solar photoionization and are removed by ionic recombination and by attachment to neutral atoms and molecules;* (b) *the ionizing power of the sun is uniformely distributed over its visible disk. So the « theoretical » eclipse-effect in each ionospheric layer can be calculated.*

We firstly apply this method of analysis to the ionospheric eclipse of June 30, 1954 and to other past eclipses, supponing that the rate of electron loss is constant during the eclipse. Confronting the « theoretical » and the « real » eclipse-effect, we are conduct to the following conclusions:

(a) *in the* E *and* F_1 *layers the rate of electron loss varies with the second power of the electron density, as if the process of the electron removal were the ionic recombination;*

(b) *in the* F_2 *layer the rate of electron loss varies with the first power of the electron density, as if the process of the electron removal were the attachment to neutral atoms and molecules;*

(c) *in the* F_2 *layer the decrease of the electron density during a solar eclipse is, for identical conditions, more important in winter eclipses than in summer eclipses.*

We secondly calculate the recombination and attachment coefficients for the same eclipses, and their variation during the eclipse. We find that these coefficients decrease with the height, and that their variation during the eclipse are related to the vertical movements of the ionosphere; in particular, the F_2 *layer tends to separate itself from the* F_1 *layer. We put forward the hypothesis that the seasonal behaviour of the eclipse-effect in the* F_2 *layer can be explained in terms of superposition of the two layers of the* F *region.*

We thirdly observe that it is necessary considere the eclipse of the « ionizing » sun instead of the « visible » sun in order to explain the existence of secondary minima of electron density outside the limits of the optical eclipse (coronal occultation?) and outside the limits of the photon eclipse (corpuscolar effects?); it is hence necessary to integrate the ionospheric data with heliophysical data during a solar eclipse.

We finally observe that the strong decrease in the E *sporadic frequency during the eclipse of June 30, 1954 and during some other eclipses, can be due to an effective eclipse-effect upon the* E *sporadic layer. We put forward the hypothesis that the appearance of a short-lived stratification between the* E *and* F_1 *layer during the eclipse of June 30, 1954 is related to the eclipse-effect in the* E *sporadic ionization, while we on the contrary think that the short-lived stratifications observed between the* F_1 *and* F_2 *layers during some past ionospheric eclipses are explicable in terms of partial superposition of the two layers.*

BIBLIOGRAFIA

(La data racchiusa in parentesi quadrata è quella dell'eclisse alla quale si riferisce la nota)

(1) Eccles W. H., Electrician, *69*, blz 109 (1912).
(2) Smith-Rose R. L., J. Br. Ist. Rad. Eng., *6*, 82 (1946).
(3) Eccles W. H., Nature, *104*, 323 (1919). [29-5-1919]
(4) Appleton E. V., Barnett M. A. F., D.S.I.R., Rad. Res. Rep. n. 7 (1927). [29-6-1927]
(5) Stchoukin A., L'Onde électrique, *8*, 411 (1929). [12-11-1928]
(6) Galle J. B., Talon G., Compt. Rend., *190*, 48 (1930). [9-5-1929]
(7) Kennelly A. E., Electronics, *5*, 248 (1932). [9-5-1929]
(8) Mimno H. R., Wang P. H., P.I.R.E., *21*, 529 (1933). [31-8-1932]
(9) Kenrick G. W., Pickard G. W., P.I.R.E., *21*, 546 (1933). [31-8-1932]
(10) Kirby S. S., Berkner L. V., Gilliland T. R., Norton K. A., P.I.R.E., *22*, 247 (1934). [31-8-1932]
(11) Appleton E. V., Chapman S., P.I.R.E., *23*, 658 (1935). [31-8-1932]
(12) Mitra S. K., Rakshit H., Syam P. S., Ghose B. N., Nature, *132*, 442 (1933). [31-8-1932]
(13) Minohara T., Ito Y., Maeda K., Rep. Rad. Res. Jap., *4*, 51 e 89 (1934). [14-2-1934]
(14) Schafer J. P., Goodall W. M., P.I.R.E., *23*, 1356 (1935). [3-2-1935]
(15) Kirby S. S., Gilliland T. R., Judson E. B., P.I.R.E., *24*, 1027 (1936). [3-2-1935]
(16) Maeda K., Isagawa P., Minohara T., Ito Y., Nakamura T. (tre articoli), Rep. Rad. Res. Jap., *6*, 91, 115, 143 (1936). [19-6-1936]
(17) Naismith R., Proc. Phys. Soc., *49*, 214 (1937). [19-6-1936]
(18) Ranzi I., Nuovo Cimento, *13*, 298 (1936). [19-6-1936]
(19) Wells H. W., Stanton N. E., Seaton S. L., Terr. Mag., *43*, 37 (1938). [8-6-1937]
(20) Ranzi I., Nuovo Cimento, *14*, 262 (1937). [8-6-1937]
(21) Schafer J. P., Terr. Mag., *45*, 513 (1940). [7-4-1940]
(22) Berkner L. V., Seaton S. L., Trans. Am. Geoph. Un., XXI meet., pt. 2, pag. 311. [7-4-1940]
(23) Gilliland T. R., Trans. Am. Geoph. Un., XXII meet., pt. 2, pag. 452 [1-10-1940]
(24) Wells H. W., Shapley A. H., Terr. Mag., *51*, 401 (1946).
(25) Ledig P. G., Jones M. N., Giesecke A. A., Chernosky E. J., Terr. Mag., *51*, 411 (1946). [25-1-1944]
(26) Harang L., Terr. Mag., *50*, 307 (1945) Geof. Publ. Norske Ak. Viden., *16*, 11. [9-7-1945]
(27) Stoffregen W., Terr. Mag., *51*, 495 (1946). [9-7-1945]
(28) Geier S., Akerlind P., Terr. Mag., *52*, 479 (1947). [9-7-1945]
(29) Smith-Rose R. L., Nature, *157*, 40 (1946). [9-7-1945]
(30) Papalexi N. D. et alii Izv. Akad. NAUK SSSR, ser. fis., *10*, 237, 245, 253, 261, 269 (1946) [9-7-1945]
(31) Rydbeck O. E. H., Trans. Chalmers Univ., n. 53 (1946). [9-7-1945]

(32) Mc Leish P. W., Canad. J. Res., *26* A, 137 (1948). [9-7-1945]
(33) Denisse J. F., Seligmann P., Gallet R., C. R. Ac. Sc., *225*, 1169 (1947). [20-5-1947]
(34) Alpert Y. L., Izv. Akad. NAUK SSSR, ser. Fis., *12*, 44 (1948). [20-5-1947]
(35) Savitt J., J. Geoph. Res., *55*, 385 (1950). [20-5-1947]
(36) Nakata Y., Rep. Ion. Res. Jap., *4*, 21 (1950). [9-5-1948]
(37) Uyeda H., Kudo H., Shimizu T., Sato R., Rep. Ion. Res. Jap., *4*, 75 (1950). [9-5-1948]
(38) Wells H. W., J. Geoph. Res., *57*, 291 (1952). [1-9-1951]
(39) Delobeau F., Ann. Géoph., *10*, 148 (1954). [1-9-1951]
(40) Minnis C. M., Nature, *170*, 453 (1952). [25-2-1952]
(41) Estrabaud S., C. R. Ac. Sc., *235*, 1521 (1952); *236*, 833 (1953) [25-2-1952]
(42) Delobeau F., Ann. Geoph., *9*, 317 (1953). [25-2-1952]
(43) Meriau P., Rawer K., Ann. Géoph., *10*, 9 (1954). [25-2-1952]
(44) Zanotelli G., Ann. Geof., *6*, 367 (1953). [25-2-1952]
(45) Ranzi I., Alta Frequenza, *22*, 59 (1953). [20-8-1952]
(46) Nakata Y., Rep. Ion. Res. Jap., *7*, 157 (1953). [14-2-1953]
(47) Ghosh S. N., Proc. Nat. Inst. Sc. In., *10*, 333 (1944).
(48) Chapman S., Proc. Phys. Soc., *43*, 26, 483 (1931); *51*, 93 (1939).
(49) Armellini G., *I fondamenti scientifici dell'Astronomia*, (1947) pag. 19.
(50) Dominici P., Mariani F., Ann. Geof., *8*, 103 (1955).
(51) Alpert Y., Einberg A. A., Izv. Akad. NAUK SSSR, ser. geog. geof., *11*, 137 (1947).
(52) Ionezawa T., Rep. Ion. Res. Jap., *4*, 79 (1950).
(53) Maeda K., URSI, Mixed Comm. Ion., Proc. II Meet., pag. 211 (1950).
(54) Ionezawa T., Rep. Ion. Res. Jap., *5*, 1 (1951).
(55) Jouaust, *L'Ionosphère*, (1946) pag. 63.
(56) Mariani F., Ann. Geof., *6*, 21 e 533 (1953).
(57) Fleming J. A., *Terrestrial Magnetism and Electricity*, (1939) pag. 462.
(58) Dominici P., Ann. Geof., *7*, 503 (1954).
(59) Waldmeier M., Terr. Mag., *52*, 333 (1947).
(60) Bannerjee S. S., Rajan V. D., Bannerje P. C., J. Sc. Ind. Res., *11* B, 197 (1952, May).
(61) Rawer K., URSI, Mixed Comm. Ion., Proc. II Meet., pag. 114 (1950).
(62) Martyn D. F., URSI, Mixed Comm. Ion., Proc. II Meet., pag. 44 (1950).

ASSOCIAZIONE GEOFISICA ITALIANA
V CONVEGNO ANNUALE
Roma, 18-19 novembre 1955

Il V Convegno Annuale della Associazione Geofisica Italiana è stato tenuto in Roma, presso la Sede dell'Istituto Nazionale di Geofisica, nei giorni 18-19 novembre 1955.

Sono intervenuti ai lavori del Convegno e dell'Assemblea Generale oltre a numerosi invitati i seguenti soci: G. Aliverti, V. Barone Adesi, F. Bella, E. Bernacca, R. Bilancini, G. Boaga, V. Brazzoduro, P. Caloi, L. Casertano, G. Cena, R. Cialdea, B. Conforto, A. De Maio, E. De Rossi, M. De Panfilis, F. Di Benedetto, D. Di Filippo, P. Dominici, F. Esu, A. Fantoli, G. Fea, D. Fedele, E. Formichi, M. Fornaseri, M. Giorgi, A. Girlanda, G. Imbò, E. Manfredi Albanese, F. Mariani, L. Marcelli, E. L. Martin, G. Mazzarelli, E. Medi, F. Molina, M. Montalto, C. Morelli, A. Motta, A. Norinelli, G. B. Pacella, S. Palmieri, G. Panicali, G. Pannocchia, B. Pavesi, F. Peronaci, G. Roncali, E. Rosini, B. Salvatori, G. Salvioni, M. Santangelo, F. Signore, G. Silva, L. Solaini, M. C. Spadea, E. Terrana, P. E. Valle, G. Zanotelli.

Non hanno partecipato al Convegno ma hanno inviato la loro adesione i soci: G. Abetti, E. Amaldi, C. Aquilina, A. Belluigi, E. Beneo, G. Cassinis, C. Coppedè, O. De Pasquale, S. Polli.

Lo svolgimento dei lavori del Convegno si è svolto secondo il seguente programma predisposto dal Consiglio di Presidenza:

PROGRAMMA GENERALE

Venerdì 18 novembre 1955

Ore 10 —: Assemblea Generale dei soci:
- *a*) Saluto del Presidente,
- *b*) Comunicazioni della Presidenza,
- *c*) Elezione di due Consiglieri in sostituzione di due Consiglieri uscenti.

Ore 11 —: Commemorazione del prof. Mario Tenani tenuta dal prof. Enrico Medi.

Ore 12 —: Riunione del Consiglio di Presidenza per deliberazioni sull'attività culturale e scientifica dell'Associazione da proporre all'Assemblea.

Ore 16 —: Esposizione e discussione delle comunicazioni scientifiche presentate dai soci.

Sabato 19 novembre 1955

Ore 9,30: Esposizione delle comunicazioni scientifiche.
Ore 11 —: Relazione del prof. Maurizio GIORGI sui problemi dell'Anno Geofisico Internazionale.
Ore 11,30: *a*) Relazione del Segretario sul Bilancio Finanziario.
b) Approvazione delle proposte del Consiglio di Presidenza.
Ore 12 —: Partenza in pullman per la gita sociale a Tivoli con visita alla Villa Adriana.

* * *

Alle ore 10 del 18 novembre il Presidente dell'A.G.I., prof. G. Imbò, apre la seduta e rivolge il suo saluto all'Assemblea.

SALUTO DEL PRESIDENTE

« Mi è gradito rivolgere a voi tutti il mio vivo ringraziamento per la prova di fiducia dimostratami nel nominarmi Presidente dell'Associazione.

Confesso che sono stato titubante per l'accettazione ma ho finito per piegarmi ai voleri dell'Assemblea.

Un particolare ringraziamento rivolgo anche all'illustre prof. Cassinis che quale reggente la Presidenza ha sostenuto con passione il peso della carica.

Il mio, anzi il nostro primo pensiero deve essere diretto al Presidente improvvisamente scomparso mentre si accingeva alla preparazione del nostro Convegno Annuale.

La commemorazione ufficiale sarà subito tenuta dall'on. prof. E. Medi che ringrazio per la sua compiacente accettazione.

È mia intenzione di contribuire, quanto più possibile, al raggiungimento delle finalità dell'Associazione che si concretizzano e si sintetizzano nell'armonia tra i geofisici italiani, che le nostre periodiche riunioni dovranno determinare ed alimentare, armonia tra consoci ed Enti che, col doveroso riconoscimento e potenziamento morale e, semmai, materiale dell'opera altrui, costituisce lo strumento indispensabile per le sempre maggiori affermazioni nazionali e, sotto certi aspetti, internazionali delle nostre discipline.

Con tale riunione si chiude il primo quinquennio di attività di associazione. Non è il caso di fare un bilancio, è consentito però trarre dall'esame di esso alcune deduzioni che dovranno indicare la via da seguire nel futuro per rendere sempre più feconda la vita dell'Associazione. Vi saranno prospettate al momento opportuno nuove proposte e mi auguro che esse possano riscuotere unanime consenso.

Un felice auspicio per l'avvenire dell'Associazione si fonda anzitutto sulla solerte attività del nostro Segretario che, già dimostrata

nel corso del quinquennio, mi è stata preziosa in questi pochi mesi di presidenza. Egli aveva rassegnate le dimissioni ed ho dovuto insistentemente pregarlo per conservare la carica; e della sua favorevole decisione, presa con sacrifici personali, con gratitudine voglio qui rivolgergli un riconoscente ringraziamento.

Ma la vera vitalità dell'Associazione sarà dimostrata solo se vi sarà la collaborazione di noi tutti con l'apporto continuo ed efficace delle individuali esperienze. Adoperandoci perciò per la feconda attività dell'Associazione, contribuiremo anche allo sviluppo della Geofisica.

Con la certezza che tutti aderiranno entusiasticamente all'invito col rinnovato ringraziamento formulo l'augurio di buon lavoro ».

Il Segretario dell'A.G.I., prof. M. Giorgi, propone alla ratifica dell'Assemblea l'accettazione già avvenuta in seno al Consiglio di Presidenza delle nuove domande di ammissione. L'Assemblea accoglie all'unanimità le domande dei nuovi soci: dott. Vincenzo Arcidiacono, dott. Emma De Rossi-Diamanti, prof. Amilcare Fàntoli, prof. Mario Fornaseri, dott. Armando Norinelli, dott. Guglielmo Panicali, ing. Giuseppe Salvioni, prof. Francesco Signore.

Si passa quindi alla nomina di due nuovi Consiglieri in sostituzione del prof. L. Solaini che termina il suo mandato triennale e di un altro Consigliere, estratto a sorte, fra i tre Consiglieri (G. Aliverti, G. Boaga, G. Cassinis) che furono eletti nel 1953 all'atto della nomina del consigliere Tenani a Presidente dell'Associazione.

Viene quindi sorteggiato il prof. G. Boaga come Consigliere uscente.

Si passa alla elezione dei due nuovi Consiglieri: partecipano alla elezione n. 51 soci comprese n. 3 deleghe:

prof.	M. Santangelo	voti	n. 22
»	F. Penta	»	n. 21
»	E. Rosini	»	n. 13
»	E. L. Martin	»	n. 11
»	M. Fornaseri	»	n. 8
»	A. Girlanda	»	n. 5
»	G. Roncali	»	n. 5
»	G. Silva	»	n. 5
»	E. Medi	»	n. 3
»	B. Salvatori	»	n. 2
»	A. Fantoli	»	n. 1
»	G. B. Pacella	»	n. 1
»	P. E. Valle	»	n. 1
»	G. Zanotelli	»	n. 1
»	P. Caloi	»	n. 1

Risultano pertanto eletti Consiglieri il prof. Mariano SANTANGELO ed il prof. Francesco PENTA.

Il Consiglio di Presidenza è pertanto attualmente così costituito:

Presidente: prof. Giuseppe IMBÒ (1955)
Consiglieri: prof. Giuseppina ALIVERTI (1953)
» Raoul BILANCINI (1954)
» Pietro CALOI (1954)
» Gino CASSINIS (1953)
» Francesco PENTA (1955)
» Mariano SANTANGELO (1955)
Segretario: prof. Maurizio GIORGI.

L'Assemblea viene sospesa per la cerimonia commemorativa in onore del prof. Mario TENANI Presidente dell'A.G.I.

Alla seduta partecipano oltre ai soci la vedova Lina Tenani e famigliari e numerosi invitati e personalità civili e militari. Vengono quindi letti numerosi telegrammi di adesione pervenuti sia dalle autorità civili e militari sia da numerosi amici e colleghi dell'Illustre Estinto.

Il prof. Enrico Medi tiene quindi la sua orazione commemorativa.

Alle ore 12,30 si è riunito il Consiglio di Presidenza nella nuova formazione per predisporre il piano dell'attività scientifica e culturale da proporre all'Assemblea dei soci.

Alle ore 16 dello stesso giorno si riapre la seduta dell'Assemblea dei soci per l'esposizione e la discussione delle comunicazioni scientifiche presentate da alcuni soci nel seguente ordine:

1) G. BOAGA, « Relazione fra parametri che caratterizzano la più generale funzione di variazione della densità nell'interno della Terra e quelli della funzione atta alla determinazione degli schiacciamenti delle superfici isopicnotiche ».

2) G. BARTOLUCCI, « Sulle manifestazioni fumaroliche, solfatariche ed idrotermali nel NW della Repubblica Argentica e loro possibilità di utilizzazione industriale ». Esposta dal prof. F. Penta.

3) G. IMBÒ, « Sul metofo fotografico per lo studio della radioattività delle rocce ».

4) P. DOMINICI, « Comportamento della ionosfera a Roma durante l'eclisse parziale di sole del 30 giugno 1954 ».

5) P. VITTOZZI, « L'effetto di parete nelle camere di ionizzazione ».

6) F. MARIANI, « Effetti di temperatura nella regione *F* della ionosfera e anomalie della densità elettronica ».

La seduta viene sospesa alle ore 20.

Il giorno 19 novembre alle ore 9,30 vengono ripresi i lavori sotto la Presidenza del prof. Giovanni Silva e vengono esposti i seguenti lavori:

7) R. CIALDEA, « Su un apparato fotografico a grande campo per la ripresa della volta celeste ».

8) D. FEDELE, « Spettrometro registratore per la misura dell'acqua precipitabile ».
9) E. ROSINI, « Ricerche di statistica meteorologica ».
10) F. DI BENEDETTO, « Vento massimo in quota sul Mediterraneo ».
11) O. VITTORI, « Nuove tecniche per l'analisi del residuo secco degli elementi costitutivi delle nubi e delle nebbie ».
12) S. POLLI, « Le maree nei porti di Napoli e Civitavecchia ».
13) G. FEA, « Dispositivo per la determinazione del contenuto liquido delle nebbie e delle nubi ».
14) G. FEA, M. MONTALTO, A. GAZZOLA, « Analisi obiettiva e scala sinottica dei campi di velocità delle masse d'aria troposferiche ».
15) M. GIORGI, F. MOLINA, « La variazione S_q nell'Osservatorio di Gibilmanna ».

Alle ore 11 il prof. G. SILVA dà la parola al prof. M. GIORGI che riferisce sui problemi dell'Anno Geofisico Internazionale 1957-58.

Il prof. M. GIORGI ricordando brevemente la storia, le finalità ed i risultati dei precedenti Anni Polari, illustra i precedenti che condussero alla indizione dell'Anno Geofisico Internazionale 1957-58, nonché la struttura degli organi internazionali che sono preposti alla organizzazione dei lavori dell'Anno Geofisico.

Espone quindi brevemente gli scopi dell'Anno Geofisico ed il programma generale internazionale redatto per il loro raggiungimento.

Parla quindi dello stato attuale del programma italiano ed invita tutti i geofisici italiani a collaborare attivamente con il Comitato Italiano per l'Anno Geofisico auspicando una migliore attenzione degli organi responsabili affinché riguardo a questo problema l'Italia possa con mezzi adeguati contribuire degnamente ai lavori ed alle ricerche dell'Anno Geofisico.

Alle ore 11,30 il prof. G. SILVA lascia la Presidenza della Assemblea che viene presieduta dal prof. G. IMBÒ.

Il Segretario riferisce sul Bilancio Finanziario dell'Associazione che mercè l'aiuto dell'I.N.G. ed i contributi del C.N.R. può chiudersi in attivo e consente di coltivare una fiduciosa speranza di un avvenire fecondo per l'attività culturale e scientifica dell'Associazione.

L'Assemblea approva all'unanimità il seguente Resoconto Amministrativo:

ASSOCIAZIONE GEOFISICA ITALIANA

Resoconto amministrativo dal 27 maggio 1954 al 16 novembre 1955

Elenco spese:

1) Custodi per servizio d'ordine al Convegno del 28-29 maggio 1954. (Fatt. nn. 19, 20, 21) . .	L.	4.500
2) Per lavori di dattilografia riproduzioni e stampa al Convegno del 28-29 maggio 1954. (Fatt. n. 22)	L.	5.000

3) Per comforts a Roma Convegno 28-29 maggio 1954. (Fatt. n. 23)	L.	8.000
4) Per stampa n. 300 Tessere A. G. I. e bollini. (Fatt. n. 24)	L.	33.000
5) Per stampa n. 2.000 copie della « Bibliografia Geofisica Italiana ». (Fatt. n. 27)	L.	830.000
6) Marche da bollo 2‰ su contributo del C.N.R. di L. 600.000	L.	1.200
7) Per lavori di dattilografia, stampa, schedatura etc., per la « Bibliografia Geofisica Italiana ». (Fatt. nn. 29, 31)	L.	35.000
8) Per comforts Consiglio Presidenza del 12 maggio 1955. (Fatt. n. 32)	L.	550
9) Per rimborso diarie e viaggio a partecipanti al Consiglio di Presidenza del 12 maggio 1955. (Fatt. n. 33)	L.	9.975
10) Per stampa di n. 150 copie di una comunicazione scientifica. (Fatt. n. 34)	L.	14.000
11) Per stampa di n. 300 cartoncini e buste di partecipazione lutto prof. M. Tenani. (Fatt. n. 35)	L.	12.000
12) Bollo 2‰ per contributo del Comitato per la Geografia e Talassografia del C.N.R. di L. 500.000	L.	1.000
13) Per forniture di cancelleria. (Fatt. nn. 25, 26, 28, 30, 36)	L.	6.010
14) Spese postali	L.	25.113
Totale	L.	985.348

Introiti:

1) Quote sociali n. 99 a L. 1.000	L.	99.000
2) Contributo Agip Mineraria (8 giugno 1954) . .	L.	200.000
3) Contributo del Comitato per l'U.G.G.I. del C.N.R. per la stampa della « Bibliografia Geofisica Italiana » (16 novembre 1954)	L.	600.000
4) Contributo del Comitato per la Fisica e la Matematica del C.N.R. (2 maggio 1955)	L.	750.000
5) Per vendita di n. 2 copie della « Bibliografia Geofisica Italiana »	L.	2.000
6) Contributo del Comitato per la Geografia e la Talassografia del C.N.R. (3 settembre 1955) . .	L.	500.000
Totale	L.	2.151.000

Riepilogo bilancio

Residuo cassa al 26 maggio 1954	L.	79.735
Entrate dal 27 maggio 1954 al 16 novembre 1955 .	L.	2.151.000
Totale	L.	2.230.735
Totale uscite	L.	985.348
Attivo di cassa al 16 nov. 1955	L.	1.245.387

L'Istituto Nazionale di Geofisica ha provveduto al pagamento delle spese di stampa di n. 11 note scientifiche presentate dai Soci al precedente Convegno e pubblicate sulla rivista « Annali di Geofisica » per la somma complessiva di . . . . L. 100.000

Il Presidente prof. G. Imbò invita quindi il Segretario ad esporre all'Assemblea le seguenti proposte deliberate dal Consiglio di Presidenza in merito alla futura attività della Associazione:

1) Bibliografia Geofisica Italiana.

Viene proposto di invitare i redattori dei vari capitoli del volume già pubblicato in occasione della X^a Assemblea Generale dell'U.G.G.I. a continuare annualmente la compilazione bibliografica già iniziata; di pregare la prof. G. Aliverti di curare la continuazione della parte riguardante la Oceanografia Fisica; pubblicare annualmente la raccolta bibliografica ed ogni tre anni riunire in volume unico la bibliografia con brevi riassunti in lingua inglese oltre al riassunto in lingua italiana in modo da presentarlo come pubblicazione ufficiale della Associazione Geofisica Italiana alle Assemblee Internazionali dell'U.G.G.I.

2) Svolgimento futuri Convegni.

Su idea del prof. G. Imbò, ferma restando la possibilità di presentazione da parte dei Soci di comunicazioni scientifiche su particolari argomenti nei diversi rami della Geofisica alle quali potrà essere dedicato un tempo proporzionale alla importanza dell'argomento, allo scopo di interessare alle riunioni tutti i geofisici si propone di accentrare le riunioni stesse attorno ad una relazione sui problemi geofisici generali di un determinato capitolo della Geofisica che costituisca una focalizzazione dei problemi fondamentali ed uno aggiornamento sui relativi progressi conseguiti e capace di suscitare l'interesse anche di cultori di altri capitoli.

Si propone quindi di dividere in sei capitoli generali le varie discipline geofisiche in modo che tenendo ogni anno due relazioni diverse si verrà ad avere una periodicità triennale per ogni capitolo,

periodicità che risulta essere ragionevole rispetto ai criteri cui dovranno essere informate le relazioni stesse.

I sei capitoli sono:

1) Meteorologia (comprendente anche ottica dell'atmosfera, radiazione solare, fisica dell'aria, etc.).
2) Vulcanologia.
3) Sismologia e interno della Terra.
4) Magnetismo Terrestre ed Elettricità Atmosferica.
5) Oceanografia.
6) Geofisica Applicata.

Per il prossimo Convegno si propone di invitare a tenere simili relazioni il prof. R. Bilancini su « Sviluppi moderni della Meteorologia sinottica » ed il prof. M. Giorgi su « Ricerche di Geomagnetismo ».

3) Istituzione di premi per lauree su argomenti di Geofisica.

Si propone di istituire un premio di L. 50.000 alla migliore tesi di laurea in materie di Geofisica (e non in materie affini) dell'anno precedente alla riunione dei Convegni dell'A.G.I. da assegnarsi su presentazione di domanda e del manoscritto da parte dell'interessato.

La Commissione giudicatrice sarà composta dallo stesso Consiglio di Presidenza nella formazione che si trova ad avere all'atto della assegnazione del premio.

La tesi di laurea presentata dal concorrente dovrà essere accompagnata da un giudizio del relatore.

Il giudizio sull'assegnazione del premio dovrà essere indipendente dal voto di Laurea conseguito dal concorrente.

L'Assemblea approva alla unanimità le proposte del Consiglio di Presidenza.

Il Presidente prof. G. Imbò esprime quindi il ringraziamento più vivo ai Soci per la numerosa ed attiva partecipazione al V Convegno e rivolge un pensiero di grato riconoscimento al prof. E. Amaldi Direttore dell'Istituto di Fisica per l'ospitalità concessa all'Associazione ed al prof. E. Medi Direttore dell'Istituto Nazionale di Geofisica per le facilitazioni e gli aiuti offerti per la preparazione e lo svolgimento dei lavori del V Convegno dell'A.G.I.

Il Segretario — *Il Presidente*

M. Giorgi — G. Imbò

RIASSUNTI DELLE COMUNICAZIONI SCIENTIFICHE PRESENTATE AL CONVEGNO

Prof. GIOVANNI BOAGA

« Relazione fra parametri che caratterizzano la più generale funzione di variazione della densità nell'interno della Terra e quelli della funzione atta alla determinazione degli schiacciamenti delle superfici isopienotiche ».

G. BARTOLUCCI

« Sulle manifestazioni fumaroliche, solfatariche ed idrotermali nel NW della Repubblica Argentina e loro possibilità di utilizzazione industriale ».

RIASSUNTO

Si descrivono diverse manifestazioni esalativo-idrotermali visitate nella primavera del 1955, nelle Provincie di Salta e Jujuy (Repubblica Argentina).

Le manifestazioni vengono suddivise in due gruppi secondo che esse sono o no palesemente collegabili a fenomeni magmatici noti nelle loro vicinanze.

Sulla base delle caratteristiche geologiche e geografiche delle aree in cui le manifestazioni si rinvengono e sulla base delle caratteristiche intrinseche delle manifestazioni stesse, si considerano le possibilità di utilizzazione industriale dello stato termico del sottosuolo delle aree in parola.

Si conclude che, tra quelle considerate, le aree più favorevolmente indiziate sono quelle in cui ricadono manifestazioni non direttamente collegabili a fenomeni magmatici noti.

G. IMBÒ

« Sul metodo fotografico per lo studio della radioattività delle rocce ».

RIASSUNTO

Nel corso delle indagini sulla radioattività delle lave mediante la distribuzione statistica delle proiezioni orizzontali dei percorsi delle particelle α nell'emulsione si è rilevata l'incompletezza della formula

abituale dedotta sia in base a considerazioni geometriche che in base a considerazioni energetiche e cioè:

$$n = \frac{NR\mu_1}{4}\left(1 - \frac{r}{\mu_2 R}\right)^2$$

L'esame della serie di osservazioni già precedentemente elaborate ha consentito di dedurre che la nuova relazione dovesse soddisfare alle tre seguenti condizioni: giustificasse la possibilità di tracce con lunghezze superiori al valore del range; rendesse conto di un'apparante variazione con r di μ_2 e di $N\mu$, in senso concorde per il primo e discorde per l'altro. Una completa realizzazione della prima condizione nonché dell'aumento apparente di μ_2 con r si ha nell'ammissione dello *effetto* detto di *raggrinzamento*, relativo alla superficie dell'emulsione. Una tale introduzione, e con una particolare ipotesi sul percorso dell'emulsione, lascia infatti dedurre la nuova seguente formula:

$$n = \frac{NR\mu_1'}{4}\left(1 - \frac{r}{\mu_2 R + mr}\right)^2$$

La terza condizione viene inoltre soddisfatta con l'ammissione di un *effetto di superficie* consistente in una variazione rapida della densità in corrispondenza dello strato limite della roccia polverizzata nel senso di un aumento di essa sino ad un valore limite che coincide con la densità costante della polvere.

Alcune considerazioni che dessero conto anche dei risultati ottenuti dall'esame dei dati a disposizione, hanno lasciato dedurre la relazione:

$$(N\mu') = (N\mu')_0 + \frac{a}{r_0 - r}$$

la quale consente, sempre in base alle osservazioni, il calcolo di $(N\mu')_0$ e, se si ammette deducibile il valore di μ'_0, il valore cercato di N_0.

Dott. P. DOMINICI

« *Comportamento della ionosfera a Roma durante l'eclisse parziale di sole del 30 giugno 1954* ».

Si esamina, in questa nota, il comportamento della ionosfera a Roma durante l'eclisse parziale di sole del 30 giugno 1954. Per l'esame dei dati sperimentali si stabilisce un metodo di analisi basato sulle ipotesi che: *a*) gli elettroni liberi nella ionosfera siano prodotti per fotoionizzazione solare e siano rimossi per ricombinazione ionica ed attaccamento a molecole od atomi neutri; *b*) il potere ionizzante del sole sia uniformemente ripartito sul suo disco visibile. Si può allora calcolare l'effetto « teorico » d'eclisse nei vari strati ionosferici.

Supposta in un primo tempo la costanza del tasso di scomparsa degli elettroni durante l'eclisse, si applica questo metodo di analisi, oltreché ai dati di Roma, ai dati ionosferici ottenuti in un certo numero di eclissi solari. Il confronto fra l'effetto d'eclisse « teorico » e quello « reale » nei vari strati porta alle seguenti conclusioni:

a) negli strati E ed F_1 il tasso di scomparsa degli elettroni varia con la seconda potenza della densità elettronica, come se il processo preponderante fosse la ricombinazione ionica;

b) nello strato F_2 il tasso di scomparsa degli elettroni varia con la prima potenza della densità elettronica, come se il processo preponderante fosse l'attaccamento a molecole od atomi neutri;

c) nello strato F_2 la diminuzione di densità elettronica, è, a parità di ogni altro fattore, maggiore in eclissi invernali che in eclissi estive.

Vengono calcolati i coefficienti di ricombinazione e di attaccamento nei vari strati per un certo numero di eclissi; si trova che questi coefficienti diminuiscono con l'altezza. Supposta ora una certa variazione del tasso di scomparsa degli elettroni durante l'eclisse, che viene calcolata nei vari casi, la si mette in relazione con movimenti verticali degli strati e con variazioni di temperatura: si mostra come durante l'eclisse la quota di massima densità elettronica di ogni strato tenda a salire, e come lo strato F_2 tenda a separarsi dallo strato F_1. Si avanza l'ipotesi che l'andamento stagionale dell'effetto d'eclisse nello strato F_2 possa spiegarsi in termini di sovrapposizione tra F_1 ed F_2.

Si rileva la necessità di considerare più che l'eclisse del « sole visibile » l'eclisse del « sole ionizzante » al fine di spiegare l'esistenza di minimi relativi di densità elettronica occorrenti poco prima o poco dopo dell'eclisse ottica (occultazione coronale?), o molto al di fuori dei limiti dell'eclissi fotonica (occultazione corpuscolare?), per il che occorre integrare i dati ionosferici con i dati eliofisici.

Si rileva infine come la diminuzione e la scomparsa della ionizzazione E sporadica durante l'eclisse del 30-VI-54 (ed in altre eclissi) possa ascriversi ad un reale effetto d'eclisse in questa ionizzazione; si avanza l'ipotesi che dipendente da questo effetto sia la comparsa, durante l'eclisse citata, di una effimera stratificazione fra lo strato F_1 e lo strato E, mentre invece, per stratificazioni simili apparse in altre eclissi fra lo strato F_1 ed F_2 si pensa ad una spiegazione in termini di parziale sovrapposizione fra i due strati.

Dott. F. MARIANI

« *Effetti di temperatura della regione* F *della ionosfera e anomalie della densità elettronica* ».

Si esamina, da un punto di vista generale, la possibilità che le note anomalie della regione F e in particolare dello strato F_2 siano dovute ad effetti termici. Uno studio approfondito mostra l'inconsistenza di tale ipotesi qualora dal punto di vista qualitativo, come generalmente si fa, si passa al punto di vista quantitativo.

Si studia poi un modello di regione F prodotta da un solo agente ionizzante e pertanto costituita da un solo tipo di ioni, e nella quale la differenziazione dei due strati F_1 e F_2 è attribuita al particolare andamento della temperatura con la quota e alla conseguente diminuzione del coefficiente di ricombinazione con la quota stessa.

Il confronto con i dati sperimentali è abbastanza buono, anche in considerazione delle sensibili incertezze insite nei dati stessi e alle difficoltà della loro interpretazione fisica.

Prof. R. CIALDEA

« Su un apparato fotografico a grande campo per la ripresa della volta celeste ».

Si studia un apparato fotografico a grande campo, costituito da uno specchio sferico e da una macchina fotografica normale.

Si calcolano le sue aberrazioni geometriche, in particolare la distorsione, l'astigmatismo e la curvatura di campo, determinandone il potere risolutivo geometrico.

Infine si calcola l'illuminazione della lastra fotografica nelle diverse zone del campo.

Prof. EZIO ROSINI

« Ricerche di statistica meteorologica »

Si richiamano i concetti fondamentali delle ricerche statistiche e si formulano alcuni criteri che dovranno essere alla base delle elaborazioni statistiche metorologiche, con esempi tratti dalla meteorologia aeronautica e dalla meteorologia agraria.

Si portano poi a conoscenza degli studiosi l'esistenza ed i criteri di organizzazione e lavoro del reparto statistico del Servizio Meteorologico dell'Aeronautica, Sezione Studi e Climatologia. Ci si sofferma in particolare sulle caratteristiche del gruppo meccanografico e sulle possibilità che esso offre, con la sua alta potenzialità e velocità, di eseguire esperimenti statistici appropriati e ripetuti quante volte occorra; questa ripetibilità immette la statistica meteorologica nell'alveo delle scienze sperimentali e, con l'ausilio della meteorologia statistica, le offre la possibilità di assurgere a metodo razionale di ricerca.

Si conclude con un esempio di inizio di indagine statistica sui venti in quota in Italia.

Dott. PIO VITTOZZI

« L'effetto di parete nelle camere di ionizzazione »

Vengono dedotte le formule teoriche per il calcolo dell'effetto di parete nella camera di ionizzazione, prendendo in considerazione sia il caso della parete piana che il caso della parete cilindrica.

Si applicano le formule dedotte al calcolo dell'effetto di parete nella camera di ionizzazione annessa all'apparecchio dello Schmidt, alla quale, essendo di piccole dimensioni nei confronti del « range » delle particelle α, non sono applicabili le formule già note del Duasse (empirica) e del Deij (approssimata) e si confrontano i risultati che si ottengono con le tre formule.

Si accenna all'estensione del metodo applicato allo scopo di pervenire ad una relazione analtica che consenta di dedurre l'effetto di parete, note le dimensioni della camera.

Prof. FELICE DI BENEDETTO

« *Vento massimo in quota sul Mediterraneo* »

Si determina teoricamente la quota relativa al vento geostrofico massimo per un'atmosfera politropica e, sulla scorta di 2850 sondaggi termodinamici, si mette in evidenza la quota del vento massimo osservato sul Mediterraneo rispetto alla tropopausa principale e rispetto alle superficie di 500 e di 300 MB. Una rappresentazione grafica viene fornita anche per le frequenze percentuali dei massimi di vento osservato per le direzioni NW, W e SW. I risultati di questa analisi, oltre a giustificare le quote dei venti massimi danno indicazioni precise relative al livello « economico » di volo.

M. GIORGI - F. MOLINA

« *La variazione « Sq » all'Osservatorio di Gibilmanna* »

Riassunto. — Vengono date le curve della variazione media « Sq » dell'Osservatorio di Gibilmanna per le tre componenti *H*, *D* e *Z* distinte per i tre gruppi di mesi di Lloyd NDGF (Inverno,) MASO (Equinozi) ed MGLA (Estate). Le curve sono state corrette per la variazione non ciclica, e si riferiscono agli anni 1954-55.

Eseguito un confronto fra la « Sq » di Gibilmanna e quella di Tucson (con i dati di Bartels e di Vestine) e rilevato il dubbio significato delle curve per la componente H relative agli Osservatori situati alle latitudini di transizione, sono state calcolate le curve della H separatamente per i due tipi « polare » ed « equatoriale ».

Sono state pure calcolate separatamente per i due tipi le curve della *D* e della *Z*; esse non mostrano sensibili differenze di forma salvo una maggiore ampiezza nel tipo « polare » della *D* rispetto al tipo « equatoriale ».

Vengono quindi studiate le frequenze mese per mese dei vari tipi di variazione « Sq » per tutto il biennio 1954-55: il tipo « equatoriale » ha un netto massimo in Aprile-Maggio ed un minimo in estate, mentre il tipo « polare » presenta un massimo nei mesi di Dicembre-Gennaio ed una frequenza piuttosto elevata nei mesi estivi.

Tutti i risultati vengono interpretati e discussi in relazione alla forma ed agli spostamenti del sistema di correnti ionosferiche responsabili della « Sq ».

SILVIO POLLI

« *Le maree nei porti di Napoli e di Civitavecchia* »

Riassunto. — Si calcolano le costanti armoniche e non armoniche delle maree dei porti di Napoli e di Civitavecchia nel Mar Tirreno.

Si segue il procedimento calcolato dal Doodson per l'Ammiragliato inglese applicandolo per 48 mesi a Napoli e per 36 mesi a Civitavecchia. Si presentano pure i valori mensili e stagionali delle maree e ciò per poter esaminare le variazioni stagionali delle costanti stesse.

G. FEA
(Sezione Studi del Servizio Meteorologico dell'Aeronautica)

« *Dispositivo per la determinazione del contenuto liquido delle nebbie e delle nubi* »

Nello studio della fisica delle nubi è importante conoscere il quantitativo di acqua liquida presente per unità di massa d'aria.

Presso l'osservatorio di Vigna di Valle è in costruzione un apparato la cui teoria è stata elaborata dal relatore e basato sulla differenza di incrementi di temperatura subìta dalla massa d'aria in esame nel passaggio attraverso due riscldatori identici ed assorbenti la stessa potenza, posti in serie e di cui il primo deve produrre l'essiccazione della massa.

Con buona approssimazione (tanto migliore quanto minore è il contenuto liquido) il contenuto di acqua liquida x in gr per kg risulta proporzionale alla differenza degli incrementi T_2 e T_1 determinati rispettivamente dal secondo e dal primo riscaldatore e, in prima approssimazione, risulta:

$$K(T)[\Delta T_2 - \Delta T_1]$$

con $K(T)$ compreso tra 0,40 e 0,44 indipendentemente, entro larghi limiti, dalla velocità di passaggio dell'aria nei riscaldatori.

DIEGO FEDELE

« *Spettrometro registratore per la misura dell'acqua precipitabile* »

O. VITTORI
(Osservatorio di Meteorologia Aeronautica di Monte Cimone)

« *Nuove tecniche per l'analisi del residuo secco degli elementi costitutivi delle nubi e delle nebbie* »

Il metodo degli anelli di Liesegang con gelative opportunamente preparate permette la identificazione chimica di particelle che, nel caso dei cloruri, possono giungere a 10^{-16} grammi.

Le tecniche sono state sviluppate particolarmente presso l'Osservatorio di Meteorologia Aeronautica di Monte Cimone e su di esse si è riferito in precedenti note.

Attualmente si sta sperimentando un procedimento che permette di identificare il residuo dei singoli elementi costitutivi delle nubi e di cui le microfotografie *a b c* danno i risultati delle successive operazioni.

a) le goccioline (o i cristallini di ghiaccio) vengono raccolte per esposizione nella nube, su di un reticolo di fili sottilissimi di gomma para, ottenuti da una soluzione in benzolo della para stessa.

b) Si porta il reticolo alla essicazione in modo che nella primitiva posizione delle gocce rimanga il residuo.

c) Si appoggia il reticolo sulla gelatina contenente il reattivo: si formano (o no) nelle posizioni dei residui, i corrispondenti anelli di Liesegang, che ne permettono la identificazione chimica.

Con questa tecnica in via di sviluppo e perfezionamento è possibile perciò identificare il residuo secco (cioè nuclei di condensazione o germi di ghiaccio) goccia per goccia ed in generale elemento per elemento.

Il sistema sembra dare maggiore affidamento che non l'identificazione a mezzo del microscopio elettronico tentata da numerosi studiosi.

G. FEA, M. MONTALTO, A. GAZZOLA

(Sezione Studi del Servizio Meteorologico dell'Aeronautica)

« *Analisi obiettiva, a scala sinottica, dei campi di velocità delle masse d'aria troposferiche* »

La rete relativamente densa di sondaggi aerologici (pressione, temperatura, umidità, vento) nel bacino mediterraneo e nel suo « interland » sinottico, comincia a consentire una analisi obiettiva, a scala sinottica, dei campi di velocità in seno alla troposfera ed alla bassa stratosfera.

Si è perciò iniziata presso la Sezione Studi del Servizio Meteorologico dell'A. M., a titolo sperimentale e con lo scopo di preparare i mezzi per un lavoro sistematico e sinottico, la analisi particolareggiata dei campi della velocità delle masse d'aria e delle relative temperature, i livelli barici « standard » usati normalmente nei servizi operativi.

Gli obiettivi essenziali sono:

1) studio della dinamica dei moti quasi orizzontali ed, in particolare, studio dei campi di vorticità e delle loro variazioni;

2) studio della distribuzione e dell'entità delle correnti verticali, a scala sinottica, e dei fenomeni ad esse collegati sulla base dei campi di divergenza;

3) studio dei fenomeni di diffusione e scambio che operano nelle trasformazioni delle masse d'aria e nella loro resistenza interna; e, in conseguenza, studio della loro importanza nella dissipazione della energia, sulla base delle variazioni secondo dei campi delle componenti della velocità;

4) studio del contributo dei fattori termodinamici, contributo normalmente trascurato nell'esame a grande scala della propagazione delle perturbazioni ad onda lunga, caratteristiche delle così dette correnti occidentali;

5) studio dei fenomeni di frontogenesi, frontolisi etc.

Si presenta una successione di carte tipo dell'analisi effettuata a titolo sperimentale.

Direttore: Prof. ENRICO MEDI

Prof. PIETRO CALOI - *Responsabile*

Istituto Grafico Tiberino - Via Gaeta, 14 - Roma (Officine Grafiche, Tivoli)

STATISTICAL METHOD IN GEOPHYSICAL PROSPECTING

MATTHIAS MATSCHINSKI

§ 1. Let us consider (see figure 1) a very deep horizontal layer of the earth's crust. The lower line signifies a limit more or less defined. The simplest possibility which can be supposed is that on this limit the shear components of the stress-tensor (the components which produce the angular distortion of an element of the body) are very small here or even disappear. This can take place either if in the neighbourhood of the limit the temperature approaches a degree where the distortion effects disappear and only the pressure components of the stress-tensor exist, or if the nearest lower consists of a loose body. But these two examples do not exhaust all possibilities. In the first approximation the limit surface of *every* two layers has the supposed property. Finally, if we wish to reach a higher degree of approximation, we can always introduce some more complex boundary conditions (see also § 4).

It is important to emphasize that the theory proposed on this paper (and the proposed method of geophysical prospecting too) is not limited on the acception of this very simple boundary condition. We employed here this simplification only in order to establish the simpliest formulas.

The line at the top of the figure 1 represents the upper parts of the considered layer where the material properties and the state of vibrations are sufficiently homogeneous and where the measurements characterize the general rock properties of the layer and the general state of vibrations. This line can be situated at a depth of some meters (for a loose rock) and even at a depth of some centimeters (for a hard rock). In no circumstance can this line coincide exactly with the earth's surface.

Let us suppose that this layer is being moved irregularly as the sea after a storm. The causes of this state of being agitated can be numerous: the action of a distant earth-quake, the post-phenomena after an explosion, the dispersion of the tremous and important pulses, the vibration accompanied the slipping of the layer in the earth-interior a.s.o. Let us also suppose that the considered layer is homo-

geneously « filled » with these *microseisms.* The chaotic state of a layer filled by wandering microseisms is one of the best subjects of the theory of probability. But the stringent application of the theory of probability will come a little later. We begin from the simple mechanical considerations, which can give us results qualitatively not different from the most stringent results of the probability-rules. Naturally these two kind of results are numerically not the sames, see 3e.

The simple mechanical considerations the results of which we wish to emphasize, are illustrated by the figures 1 and 2. On the figure 1 we compare two cases of the layers of the same depth but of different density ρ ; the layers being differently agitated have nevertheless the same values of the stress. The symbol v_y and the arrows near it indicate



Fig. 1

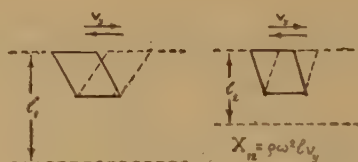


Fig. 2

the y-component of the velocity-vector. The directions of y and z coincide with the horizontal plane, the x-axis is directed vertically. The parallelograms symbolize the variation of the shear components of the stress-tensor; the degree of the obliquity of the parallelograms correspond to the intensity. The letter $\dot{X}_{ij}$ indicates the components of the tensor of the stress variations: $\dot{X}_{11}$, $\dot{X}_{22}$ and $\dot{X}_{33}$ are the pressure variations in the x.- y.- and z- directions: $\dot{X}_{12}$, $\dot{X}_{13}$ and $\dot{X}_{23}$ the shear components of the stress variations. The parallelograms on the figures 1 and 2 are the $\dot{X}_{12}$ components.

Finally let us suppose that the amplitudes of the variables $\dot{X}_{12}$ and v_y are measured in the neighbourhood of the upper line on the figure. Considering this figure we can easily visualize that X_{12} and v_y are proportional. The figures will help us to determine the kind of this proportionality. How is immediately clear from comparison of the left and the right parts of this figure, the strong v_y velocity components correspond to the smaller ρ-values and reciprocally if the value of X_{12} is maintained. It follows from this comparison that the proportionality we look for is $\dot{X}_{12} = \text{const.}\ \rho\ .\ v_y$. It shows the coefficient of proportionality is a linear function of the density.

The same is true about the depth. It is seen from the figure 2.

Here two cases of the layers are represented where the density is the same but the depth l is different. It is clear that in order to call for the same velocity-agitation in the case of the small depth we need the very small value of the stress variation $\dot{X}_{12}$. The density is supposed constant for the left and right parts of figure 2). Therefore we can write: $\dot{X}_{12} =$ const. ρ el v_y.

It is not difficult to imagine a pair of figures illustrating the third possibility: we mean the dependency between the coefficient in the considered proportionality formula an the frequency ω.

It is evident that the considered coefficient is also a linear function of ω^2. Therefore we are allowed [see also ([1])] to write finally the proportionality formula as follows:

$$\text{(I)}\ \dot{X}_{12} = \rho\, \omega^2\, l.\, v_y.$$

The same results are easily obtained from the theory of « dimension ». But neither the mechanical consideration of the kind here given nor the « dimensional » considerations could give us the value of the numerical coefficient in the final elementary formula (I). We have accepted in (I) that this numerical coefficient is equal to 1, but we know it only from the stringent calculation which will be given in the following paragraph. This calculation will show that (I) is true but only as a first approximation.

§ 2. Examining the simple formula (I) an idea comes involontarily that we can take advantage of it for the purposes of Geophysical Prospecting. Indeed, if we shall measure the amplitudes of $\dot{X}_{12}$ and v_y (velocities and variations of stress) corresponding to the same frequency ω, we shall be in possession of the methods to calculate the depth l (supposing that the density is known). The expression « to calculate » is perhaps to excessive for the simple division we need in order to obtain the depth l from the formula (I). We get accustomed to more complex calculations in geophysical practice.

Just the determination of the depth of the layers composing a horizontal layer-system is one of the most difficult problems of Geophysics. The possibility of the applications of (I) to the geophysical purposes being assumed, we see that formula is not a pretty Christmas plaything, but an instrument of practical meaning and importance.

Now we show how the formula (I) can be approved by the mathe-

matical calculation. We begin from the well-known formulas representing the dynamical equilibrium in a continuous material system:

$$\frac{\partial X_{11}}{\partial x} + \frac{\partial X_{12}}{\partial y} + \frac{\partial X_{13}}{\partial y} = -\rho \frac{\partial v_x}{\partial t}; \quad \frac{\partial X_{12}}{\partial x} + \frac{\partial X_{22}}{\partial y} + \frac{\partial X_{23}}{\partial z} = -\rho \frac{\partial v_y}{\partial t};$$

$$\frac{\partial X_{13}}{\partial x} + \frac{\partial X_{23}}{\partial y} + \frac{\partial X_{33}}{\partial z} = -\rho \frac{\partial v_z}{\partial t}. \qquad [A]$$

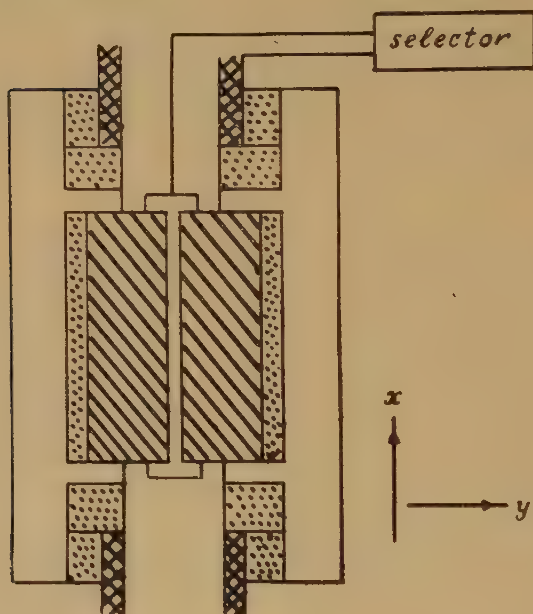


Fig. 3

Here X_{ij} are the components of the stress tensor. The x-axis is vertical.

The meaning of employed symbols (ρ, v_x, v_y, v_z) is already given in the preceding paragraph. Moreover we can suppose that the stresses are linear functions of the deformation and of the velocity of deformation. This linearity expresses the fact that the considered vibrations have small amplitudes: we consider only the microseisms.

This generalised law of Hooke we see in the formula:

$$X_{12} = \mu_e \left(\frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial x} \right) + \mu_v \left(\frac{\partial v_x}{\partial y} + \frac{\partial v_y}{\partial x} \right) \qquad [B]$$

Here μ_e and μ_v are the material constants, the first represents the elastic property of rocks, the second their viscosity. In order to simplify the calculation we suppose that the vibratory state on and near the upper horizontal line where one measure the values of X_{12} and v_y (or of X_{13} and v_z), is sufficiently homogeneous. We employ the word « homogeneous » in the sense that all variables characterizing the vibratory state depend practically only on x, but not on y and z. This very general assumption permits us to find the equations which determine X_{12} and v_y:

$$\mu_e \frac{\partial^2 v_y}{\partial x^2} + \mu_v \frac{\partial^3 v_y}{\partial x^2 \partial t} = -\rho \frac{\partial^2 v_y}{\partial t^2} ; \quad \mu_e \frac{\partial^2 X_{12}}{\partial x^2} + \mu_v \frac{\partial^3 X_{12}}{\partial x^2 \partial t} = -\rho \frac{\partial^2 X_{12}}{\partial t^2} \qquad [C]$$

On the same way the equations for the variables X_{13} and v_z can be found too. The solution of these equations can be given in the form:

$$\dot{X}_{12} = Mod. \left(\dot{X}_{12}^{(\omega)} \frac{\sinh \frac{l-x}{a} \sqrt{\frac{\omega^2}{1 \pm b^2 i\omega}}}{\sinh \frac{l}{a} \sqrt{\frac{\omega^2}{1 \pm i\omega b^2}}} \right) \cos(\omega t + \varphi) \qquad [D]$$

if we accept the elementary boundary condition mentioned in the § 1. The introduced abbreviations a and b signify:

$$a = \sqrt{\frac{\mu_e}{\rho}} , \quad b = \sqrt{\frac{\mu_v}{\mu_e}} .$$

Finally for the low frequencies and for the viscous rocks $(\mu_v >> \mu_e)$ we have the formula:

$$|\dot{X}_{12}|^{(\omega)} = \rho \, \omega^2 l \, |v_y|^{(\omega)} \qquad [E]$$

which coincide with the elementary formula (I); except that we have introduced in (E) the supplementary indices (ω) for the amplitudes of X_{12} and v_y in order to emphasize that these amplitudes belong to the same frequency.

How we have remarked on the § 1 the formula (E) is not the unique formula, but only the sempliest one. But if instead of the simple boundary condition of the § 1 we introduced the more complicated conditions, we do not alter the general form of the formula (E), we shall get:

$$|\dot{X}_{12}|^{(\omega)} = const. \, l \, |v_y|^{(\omega)} \qquad [EE]$$

Only the coefficient (*const*) will have other value, see § 4.

The necessity to lock for the correspondance to the same frequency is a weak point of the proposed method. Another difficulty arises from the necessity of measuring the X_{12}. The measurement of the kinematical quantities is well known, especially the measurement of the acceleration. The velocity we need, can be measured immediately or calculated from the measurement of the acceleration v; the second possibility belong to the case of the sinusoidal vibrations, where the amplitude of v differs from v only by the multiplier ω. On the contrary, the measurement of the stresses is very difficult and rarely undertaken. Nevertheless it is not impossible, since we need to know the *variations* of the stress (that is $\dot{X}_{12}$), but not the stresses themselves (that is X_{12}). For instance if we imagine working with a piezoelectric body the measurement of the absolute values of X_{12} demands such a complex laboratory apparatus, that its accomplishment can not be realized in the conditions we have in practical. The absolute values of X_{12} are too little and the quantity of electricity created on the surfaces of the piezoelectric body can be measured only with the most precise instruments. Naturally an amplifier can not be used because there are only the constant quantities of electricity. However they are not the stresses we need, but the variations of them. Here we have not a constant quantity but a speedely altered state. Thus the amplification is possible throughout and the instrument that strictly speaking makes the measurement need not be especially precise.

With a piezoelectric body they usually measure the pressure- components of stress. Let us give therefore some details of the measurement of the shear components, for example X_{12}.

The principal scheme of such a measurement is represented by fig. 3 and 4. How usually we have two piezoelectric slabs. They are cut out from a piezoelectric body in such a manner that the maximal piezoelectric effect is called forth by action of the shear components of stress. In order to suppress any other possible action (even a little on) the partition pieces of almost soft material are put between and near to the metallic pieces which transmit the stress action from the rock to the piezoelectric body. They are put so that all components of stress except one are eliminated. For instance in the figures 3 and 4 the piezoelectric slabs and other parts of the apparatus are so disposed that only the $\dot{X}_{12}$ — component give the altered quantities of electricity on the slabs and the electrical current in the circuit.

§ 3. Having supposed that the values of variables $\dot{X}_{12}$ and v_y (or $\dot{X}_{13}$

and v_z) are measured by one way or other, we can turn to the interpretation. As was also observed in the 2e, the theoretical difficulty of the proposed method is the choice of the amplitudes corresponding to the particular vibrations of v_y and of $\dot{X}_{12}$ having the same frequency. In order to resolve this problem two methods can be conceived.

The first possibility which can be proposed is the consideration of the average values of v_y and $\dot{X}_{12}$, but not the momentary values. The simple average values commonly employed are here not applicable. Only the tensorial average values introduced by us [see (2) and (3)] can be usefull.

Let us introduce for these average values the following letters: M_{ij} the tensor of the average values of the velocity (v_x, v_y, v_z) and M_{ijk} the tensor of the average values of the variations of stress ($\dot{X}_{ij}$). With these symbols the basic equations of Statistical Seismology can be written in the following form:

$$\left.\begin{aligned}
\frac{\partial M_{111}}{\partial x} + \frac{\partial M_{112}}{\partial y} + \frac{\partial M_{113}}{\partial z} &= -\rho \frac{\partial M_{11}}{\partial t}, \\
\frac{\partial M_{112}}{\partial x} + \frac{\partial M_{122}}{\partial y} + \frac{\partial M_{123}}{\partial z} &= -\rho \frac{\partial M_{12}}{\partial t}, \\
\frac{\partial M_{122}}{\partial x} + \frac{\partial M_{222}}{\partial y} + \frac{\partial M_{223}}{\partial z} &= -\rho \frac{\partial M_{22}}{\partial t}, \\
\frac{\partial M_{113}}{\partial x} + \frac{\partial M_{123}}{\partial y} + \frac{\partial M_{133}}{\partial z} &= -\rho \frac{\partial M_{13}}{\partial t}, \\
\frac{\partial M_{123}}{\partial x} + \frac{\partial M_{223}}{\partial y} + \frac{\partial M_{233}}{\partial z} &= -\rho \frac{\partial M_{23}}{\partial t}, \\
\frac{\partial M_{133}}{\partial x} + \frac{\partial M_{233}}{\partial y} + \frac{\partial M_{333}}{\partial z} &= -\rho \frac{\partial M_{33}}{\partial t}.
\end{aligned}\right\} \quad \text{(II)}$$

[see also our article (4)]. The elementary case which we consider corresponds to:

$$\frac{\partial M_{122}}{\partial x} = -\rho \frac{\partial M_{22}}{\partial t}$$

$$\frac{\partial M_{123}}{\partial x} = -\rho \frac{\partial M_{23}}{\partial t}$$

$$\frac{\partial M_{133}}{\partial x} = -\rho \frac{\partial M_{33}}{\partial t}$$

From the purely mathematical point of view the difficulty of resolving them is not greater than the one of resolving the common equations

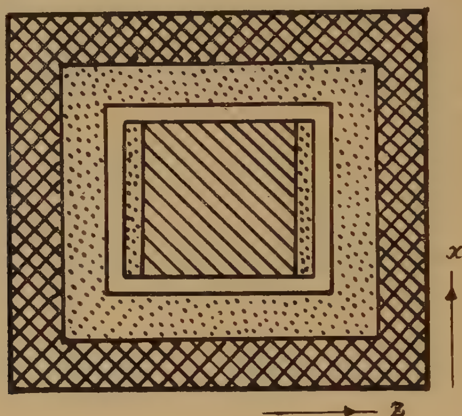


Fig. 4

of elasticity. In our case the same mathematical transformations and operations will lead us to the formula

$$\dot{M}_{1jk} = \rho\, l\, \omega^2 M_{ik} \qquad [F]$$

which is very similar to the one (E) given earlier. In the formula (F) the M_{22} and M_{33} correspond to v_y and v_z. But in order to calculate them we are obliged to know not only one of values v_y (or v_z) and not many value of v_y only (or v_z only) but necessarily many values of v_y and v_z together. The same is true for the M_{122}, M_{123}, M_{133} corresponding to X_{12} and X_{13}.

Concerning the obtained formule (F) the same remarke if true as the one which is done in the § 2 concerning the formula (E). On the basis of the same reasoning as these we can introduced also here the generalised formule

$$\dot{M}_{1jk} = const.\ l\ M_{ik} \qquad [FF]$$

where the value of *const.* belong the chosen boundary condition on the limit of the layers (i, $k = 2, 3$).

Naturally the values of M are not directly measured; it is as always the values of v and X which we look for. Having the values of v and X obtained experimentally, the values of M can be calculated numerically or with a graphical mechanism.

But this theoretical way is not the only one. The correspondence between the values of v_y and X_{12} [see formula (E)] can be found with

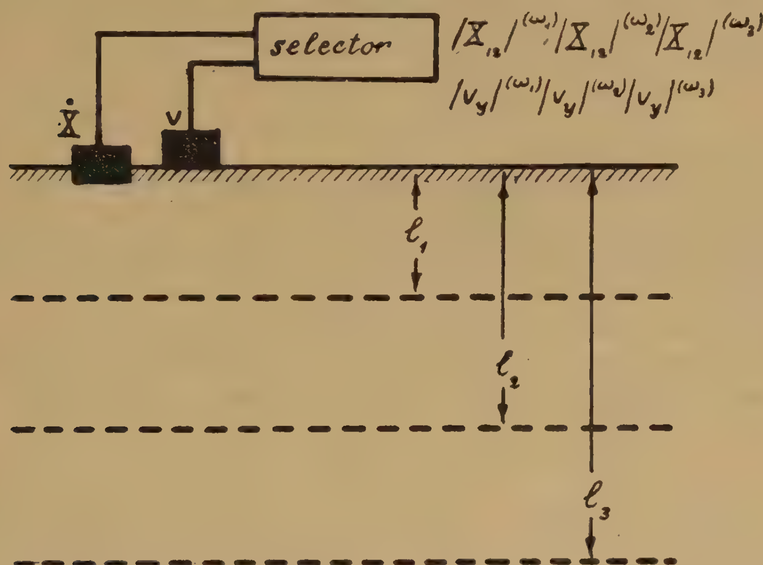


Fig. 5

a selector. The selector can be constructed in very numerous ways. There exist already the patents for these selectors. Thus we have the following simple scheme for the geophysical prospecting methods using the discovered formula (E) (see figure 5).

Two elements characterizing the microseisms are measured by two instruments. The first is a common seismograph, the second an instrument of the kind described in 2e. The currents furnished by these instruments are fed to the selector which shows the corresponding pairs of values v and X. Employing the formula (E) or the similar formula if we wish to introduce boundary conditions other than those of le we calculate one or a series of layers which are deeply below our instruments. As we have said the formula (E) is only the first approximation. If we shall employ the following approximations [see (4)] we shall be able to calculate the physical constants of the layers too.

§ 4. How we have already remarked the formulae (E) and (F) are not the unique formulae, but only simpliest of their kind.

Generally three kind of boundary conditions can be imagined for the surface below the considered layer:

a) The substratum is infinitely solid and firm; there are no dislocations in the neighbourhood of the limiting surface.

In this case the position of the lower line (see figura 1) is fixed and the boundary conditions are:

$$v_x = v_y = v_z = O \qquad \text{(G)}$$

on the limiting surface.

b) There are numerous and not to small dislocations in the neighbourhood of the mentioned surface. Or (what gives the same physical consequences) the substratum is infinitely weak and even liquid.

Here the existence of the angular distortions and the shear components of the stress tensor is impossible. On the limiting surface the following boundary conditions can be supposed:

$$X_{12} = X_{13} = O \, (\text{and } X_{11} = O \text{ too}) \qquad \text{(H)}$$

c) The substratum is neither sufficiently solid nor sufficiently liquid; and the dislocations between the considered layer and the substratum are present in quantity not great enough in order to determine (H).

The only conditions we can suppose on the limiting surface in this general case are:

$$\left.\begin{array}{l} X_{ij} \text{ in the substratum} = X_{ij} \text{ in the considered loyer} \\ V_i \text{ in the substratum} = V_i \text{ in the considered layer} \end{array}\right\} \qquad \text{(J)}$$

For the statistical applications the conditions (G), (H), (J) can be written:

$$M_{ij} = O \qquad (\text{G}_s)$$

$$\dot{M}_{ij} = O \qquad (\text{H}_s)$$

$$\left.\begin{array}{l} M_{ij} \text{ in the substratum} = M_{ij} \text{ in the considered layer} \\ \dot{M}_{ijk} \text{ in the substratum} = \dot{M}_{ijk} \text{ in the considered layer} \end{array}\right\} \qquad (\text{J}_s)$$

on the limiting surface (the lower line on the figure 1).

The case *b*) / conditions (H) or (H_s) / giving the simpliest formula are already considered in the §§2 and 4. Let us now take in consideration the cases *a*) and *c*).

For the first case instead of the formula (D) we have:

$$v_y = Mod. \left(v_y^{(\omega)} \frac{\sin h \frac{l-x}{a} \sqrt{\frac{\omega^2}{1 \pm i\omega b^2}}}{\sin h \frac{l}{a} \sqrt{\frac{\omega^2}{1 \pm i\omega b^2}}} \right) \cos(\omega t + \varphi), \qquad \text{(K)}$$

v_z — simile

or:

$$M_{22} = Mod. \left(M_{22}^{(\omega)} \frac{\sin h \frac{l-x}{al} \sqrt{\frac{\omega^2}{1 \pm i\omega b^2}}}{\sin h \frac{1}{a} \sqrt{\frac{\omega^2}{1 \pm i\omega b^2}}} \right) \cos(\omega t + \varphi), \qquad (K_s)$$

$$M_{23} \text{ — simile}, \quad M_{33} \text{ — simile}$$

Finally we obtain:

either: $\left|\dot{X}_{12}\right|^{(\omega)} = const.\, l \left|v_y\right|^{(\omega)} \ldots etc.$ (non statistical case) (L)

or: $\left|\dot{M}_{122}\right|^{(\omega)} = const.\, l \left|\dot{M}_{22}\right|^{(\omega)} \ldots etc.$ (statistical case) (L_s)

In the general non-statistical case we have not only one equation (C) but two equations:

$$\mu_{es} \frac{\partial^2 X_{12}^{(s)}}{\partial x^2} + \mu_{vs} \frac{\partial^3 X_{12}^{(s)}}{\partial x^2 \partial t} = -\rho s \frac{\partial^2 X_{12}^{(s)}}{\partial t^2}, \qquad \text{(M)}$$

for the substratum and

$$\mu_{ec} \frac{\partial^2 X^{(c)}}{\partial z^2} + \mu_{vc} \frac{\partial^3 X^{(c)}}{\partial x^2 \partial t} = -\rho c \frac{\partial^2 X^{(c)}}{\partial t^2}, \qquad \text{(P)}$$

for the considered layer.

The solution can be chosen in the form:

$$X^{(s)} = X_{12}^{(s,\omega)} \cdot e^{-\frac{\omega x}{a_s \sqrt{1 \pm i\omega b_s^2}}} \cdot e^{\pm i\omega t}$$

$$X_{12}^{(c)} = \left[\lambda_{12}^{(1,\omega)} \sin h \frac{\omega x}{a_c \sqrt{1 \pm \omega b_c^2}} + X_{12}^{(2,c,\omega)} \cos h \frac{\omega x}{a_c \sqrt{1 \pm i\omega b_c^2}}\right] \cdot e^{\pm i\omega t} \qquad \text{(R)}$$

Here the conditions (J) can be written as following

$$X_{12}^{(s,\omega)} e^{-\frac{\omega l}{a_c\sqrt{1\pm i\omega b_c^2}}} = X_{12}^{(1,c,\omega)} \sin h\left(\frac{\omega l}{a_s\sqrt{1\pm i\omega b_s^2}}\right) +$$

$$+ X_{12}^{(2,c,\omega)} \cos h\left(\frac{\omega l}{a_s\sqrt{1\pm i\omega b_s^2}}\right), \qquad \text{(S)}$$

$$-\frac{a_c\sqrt{1\pm i\omega b_c^2}}{a_s\sqrt{1\pm i\omega b_s^2}} X_{12}^{(s,\omega)} e^{-\frac{\omega l}{a_c\sqrt{1\pm i\omega b_c^2}}} = -$$

$$-X_{12}^{(1,c,\omega)} \cos h\left(\frac{\omega l}{a_s\sqrt{1\pm i\omega b_s^2}}\right) + X_{12}^{(2,c,\omega)} \sin h\left(\frac{\omega l}{a_s\sqrt{1\pm i\omega b_s^2}}\right).$$

Finally, instead of (D), we have

$$X_{12}^{(c)} = Mod.\left(X_{12}^{(2,\omega,c)} \cdot e^{\pm i\omega t} \cdot \frac{a_c\sqrt{1\pm i\omega b_c^2} \cdot \sin h\left(\frac{(l-x)\omega}{a_c\sqrt{1\pm i\omega b_c^2}}\right) +}{a_c\sqrt{1\pm i\omega b_c^2} \cdot \sin h\left(\frac{l\omega}{a_c\sqrt{1\pm i\omega b_c^2}}\right) +} \right. \qquad \text{(T)}$$

$$\left. \frac{+ a_s\sqrt{1\pm i\omega b_s^2} \cdot \cos h\left(\frac{(l+x)\omega}{a_s\sqrt{1\pm i\omega b_s^2}}\right)}{+ a_s\sqrt{1+i\omega b_s^2} \cdot \cos h\left(\frac{l\omega}{a_s\sqrt{1\pm i\omega b_s^2}}\right)} \right)$$

and the formula (EE) (if $\mu_v >> \mu_e$).

In the general statistical case the equations (II) must be remplaced by

$$\frac{\partial M_{122}^{(s)}}{\partial x} = -\rho_s \frac{\partial M_{22}^{(s)}}{\partial t}, \quad \frac{\partial M_{123}^{(s)}}{\partial x} = -\rho_s \frac{\partial M_{23}^{(s)}}{\partial t}, \quad \frac{\partial M_{133}^{(s)}}{\partial x} = -\rho_s \frac{\partial M_{33}^{(s)}}{\partial t} \qquad (M_s)$$

for the substratum, and

$$\frac{\partial M_{122}^{(c)}}{\partial x} = -\rho_c \frac{\partial M_{22}^{(c)}}{\partial t}, \quad \frac{\partial M_{123}^{(c)}}{\partial x} = -\rho_c \frac{\partial M_{23}^{(c)}}{\partial t}, \quad \frac{\partial M_{133}^{(c)}}{\partial x} = -\rho_c \frac{\partial M_{33}^{(c)}}{\partial t} \qquad (P_s)$$

for the considered layer.

Further we can calculate:

$$M_{122}^{(s)} = M_{122}^{(s,\omega)} \cdot e^{-\frac{\omega x}{a_s\sqrt{1 \pm i\omega b_s^2}}} \cdot e^{\pm i\omega t}$$

$$M_{122}^{(c)} = \left[M_{122}^{(1,c,\omega)} \sinh \frac{\omega x}{a_c\sqrt{1 \pm i\omega b_c^2}} + \right.$$

$$\left. + M_{122}^{(2,c,\omega)} \cosh \frac{\omega x}{a_c\sqrt{1 \pm i\omega b_c^2}} \right] \cdot e^{\pm i\omega t} \qquad (R_s)$$

M_{123} *and* M_{133} — *simile*

$$M_{122}^{(s,\omega)} e^{-\frac{\omega l}{a_s\sqrt{1 \pm i\omega b_s^2}}} = M_{122}^{(1,c,\omega)} \sinh \left(\frac{\omega l}{a_c\sqrt{1 \pm i\omega b_c^2}} \right) +$$

$$+ M_{122}^{(2,c,\omega)} \cosh \left(\frac{\omega l}{a_c\sqrt{1 \pm i\omega b_c^2}} \right),$$

$$-\frac{a_c\sqrt{1 \pm i\omega b_c^2}}{a_s\sqrt{1 \pm i\omega b_s^2}} M_{122}^{(s,\omega)} e^{-\frac{\omega l}{a_s\sqrt{1 \pm i\omega b_s^2}}} = - \qquad (S_s)$$

$$- M_{122}^{(1,c,\omega)} \cosh \left(\frac{\omega l}{a_c\sqrt{1 \pm i\omega b_c^2}} \right) +$$

$$+ M_{122}^{(2,c,\omega)} \sinh \left(\frac{\omega l}{a_c\sqrt{1 \pm i\omega b_c^2}} \right),$$

M_{123} *and* M_{133} — *simile*

$$M_{122}^{(c)} = \mathrm{Mod.} \left(M_{122}^{(2\omega,c)} \cdot e^{i\omega t} \cdot \frac{a_c\sqrt{1 \pm i\omega b_c^2} \cdot \sinh \left(\frac{(l-x)\,\omega}{a_c\sqrt{1 \pm i\omega b_c^2}} \right) + a_s\sqrt{1 \pm i\omega b_s^2} \cdot \cosh \left(\frac{(l+x)\,\omega}{a_s\sqrt{1 \pm i\omega b_s^2}} \right)}{a_c\sqrt{1 \pm i\omega b_c^2} \cdot \sinh \left(\frac{l\omega}{a_c\sqrt{1 \pm i\omega b_c^2}} \right) + a_s\sqrt{1 \pm i\omega b_s^2} \cdot \cosh \left(\frac{l\omega}{a_s\sqrt{1 \pm i\omega b_s^2}} \right)} \right) \qquad (T_s)$$

and obtain the formula (FF) (if $\mu_v >> \mu_c$).

The statistical method of the tensor average values applied in this paper has interest not only for the Seismology but also for all branches of Geophysics. The author has also given the applications of this method on the phenomena of the electromagnetic / see (5) and (6) / fields und of the fields of gravitation / see (3) /.

Finally we must mentioned that there are two kinds of statistical methods in Geophysics:

a) Methods of the pure prospecting / see (1) and (6) / and

b) Methods of the estimation of the certitude of the geophysical prospecting / see (7), (8) and (9) /.

SUMMARY

As an example of application of Statistical Methods the author considers the natural vibration of the earth crust or its post-explosion vibrations. He gives a short description of his theoretical results on the statistics of these chaotic waves.

Two important and very simple formulas issued from this general theory are mentioned. They represent the proportionality between certain components of the tension tensor and of the velocity vector measured near or on the surface. The first formula — (« classical » method) — affirms the proportionality between the selected elements of components. The selected elements of the tension and of the velocity should correspond to the same kind of vibrations and to the same frequency. The second formula — (« statistical » method) — introduced the average values of the components. These results can be applied to the determination of the horizontal layers on the basis of measurements on or near the surface. This possibility comes from the fact that the coefficient of proportionality in the mentioned formulas contents the thickness of the layers. In first approximation this coefficient gives only the thickness, in second approximation, the physical properties of the layers can be also calculated.

Each method, « classical » and « statistical », can be realised on two ways. For instance, if we apply the first method, the measurement of the tension and the velocity can be completed by using the selector (the scheme of it is also given). In this case the calculation is not necessary. On the contrary if using the selector appears too expensive, we can limit ourself only on the measurement of the tension and the velocity and carry out the necessary selection by means of calculation. The same is true for the application of the second formula.

REFERENCES

(1) M. Matschinski, *Statistical Method in Geophisical Prospecting.* Communication on the Meeting of the European Association of the Exploration Geophysicists (The Hague, December 1954).

(2) M. Matschinski, *Sur les moyennes-tenseurs et sur leur application.* Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences, t. 239, p. 1457 (Paris, 1954).

(3) M. Matschinski, *I fenomeni di fluttuazione in Geofisica. Loro descrizione matematica e loro applicazione dal punto di vista pratico.* Rendiconti dell'Accademia Nazionale dei Lincei, Cl. di Sc. fis., mat. e nat., Ser. VIII, vol. XVIII, fasc. 4, p. 378 (1955).

(4) M. Matschinski, *Sur les vibrations d'une plaque (ou d'une couche) plane infinie et sur les mesures pour déterminer son épaisseur.* Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences, t. 239, p. 1766 (Paris, 1954).

(5) M. Matschinski, *Les équations de Maxwell pour le trifeuille et leur application à la théorie de déplacement d'un orage magnétique.* Revue Scientifique, p. 91 (mars-avril, 1952).

(6) M. Matschinski, *Some methods of interpretation of the magnetic fields.* Geofisica pura e applicata, vol. 30, p. 68 (1955).

(7) M. Matschinski, *Prospection géophysique et degré de certitude de ses résultats. Teste pour l'estimation de ces résultats. 72 congrès de l'Association Française pour l'avancement des Sciences.* Luxemburg, p. 246 (1953).

(8) M. Matschinski, *Certitude des résultats de la prospection géophysique.* Geophysical Prospecting, vol. VII, Nr. 1, p. 38 (March 1954).

(9) M. Matschinski, *Prospection géophysique et interprétation de ses données.* Geofisica pura e applicata, vol. 27, p. 35 (1954).

ANOMALIE RESIDUE E DERIVATE SECONDE NELLA INTERPRETAZIONE DEI DATI GRAVIMETRICI

G. Tribalto - G. Amadei

L'eliminazione dell'effetto del *campo gravimetrico regionale* dall'anomalia di Bouguer è uno dei problemi più discussi nell'interpretazione dei rilevamenti geofisici.

Esso consiste nel decomporre l'anomalia di Bouguer nelle sue due parti componenti, anomalia residua ed anomalia regionale, allo scopo di individuare le strutture locali.

L'*anomalia regionale* è dovuta all'effetto delle strutture profonde e di grande estensione; le curve isoanomale relative a tale campo hanno generalmente un andamento regolare e quindi un gradiente non variabile rapidamente.

L'*anomalia residua* è dovuta a strutture locali e poco profonde; le isoanomale relative ad essa possono presentare un andamento molto irregolare.

La differenza fra anomalia regionale e residua è questione di estensione e di profondità delle masse disturbanti. Il problema non ha possibilità di esatta ed unica soluzione; esso consiste nel ridurre al minimo l'effetto del campo regionale sull'anomalia totale onde evitare che questo campo, con il suo influsso, possa mascherare o deformare l'effetto delle strutture locali fino a compromettere lo scopo per cui la ricerca è stata indirizzata.

Nel caso in cui il quadro generale delle isoanomale di Bouguer presenti un andamento piuttosto regolare e quindi un gradiente quasi costante in una data direzione, il problema si presenta di facile risoluzione. La costanza del gradiente gravimetrico in una data direzione viene normalmente attribuita o ad una variazione delle densità delle rocce dell'imbasamento o ad un rimontare graduale di tale imbasamento profondo verso la superficie.

In questo caso l'uso dei metodi grafici dà risultati soddisfacenti per il problema. Detti metodi si basano sulla determinazione dell'andamento del campo regionale mediante lo « spianamento » delle curve che si ottengono riportando in un diagramma bidimensionale le distanze ed i valori gravimetrici lungo determinati profili.

La *carta delle gravità residue* (che determina le anomalie locali) si ottiene attribuendo ad ogni punto le differenze fra i valori di Bouguer ed i valori regionali ottenuti per detto punto.

I metodi grafici presentano carattere empirico per la scelta del campo regionale quando esso ha un andamento complicato, oppure quando le strutture locali mascherano, per la loro notevole intensità, l'andamento del campo medesimo. In questo ultimo caso, pur essendo l'effetto regionale di lieve entità, è sempre opportuno eliminarlo per evitare uno spostamento orizzontale delle anomalie locali.

In contrapposto a questi metodi, per non ottenere risultati che possano essere infirmati dalla scelta inesatta del campo regionale, sono stati sviluppati metodi analitici, che permettono di isolare automaticamente le anomalie locali.

Poiché attualmente l'attenzione dei geofisici è rivolta a questi metodi, noi ci occuperemo in modo particolare di essi.

A) Metodi dei minimi quadrati [1]. — Dalla definizione data del campo regionale è evidente che le corrispondenti isogamme presentano per zone non molto estese generalmente debole curvatura e sono regolarmente interspaziate. Da ciò risulta, in questo caso, che il campo regionale può essere con molta approssimazione assimilato ad un piano di determinata pendenza.

L'anomalia residua viene qui determinata dalla differenza fra l'*anomalia di Bouguer* ed il corrispondente valore del *campo regionale sul piano*. Ne consegue che il campo residuo così ottenuto è dipendente dall'estensione della zona su cui si considerano i valori atti a determinare detto piano.

In breve, se si indica con R l'anomalia residua, si ha:

$$R = g\ (x, y) - Z \qquad [1]$$

dove $g\ (x, y)$ è il valore dell'anomalia totale di Bouguer nel punto di coordinate (x, y), e

$$Z = Ax + By + C \qquad [2]$$

è il valore del campo gravimetrico regionale in quel punto.

Per la determinazione di tale campo, ossia per la determinazione dei parametri A, B, C, si fa uso della condizione

$$\Sigma R^2 = \text{minimo}$$

dove la sommatoria è estesa a tutti i punti considerati.

Differenziando parzialmente si ottengono le seguenti *equazioni normali*:

$$\begin{cases} \Sigma R \dfrac{\partial R}{\partial A} = 0 \\ \text{e due analoghe per } B \text{ e per } C. \end{cases} \qquad [3]$$

Tenendo conto delle [1] e [2], le [3] si trasformano nelle:

$$\begin{cases} [x \cdot x] \cdot A + [x \cdot y] B + [y] C - [g \cdot x] = 0 \\ [x \cdot y] \cdot A + [y \cdot y] B + [y] C - [g \cdot y] = 0 \\ [x] \cdot A + [y] B + n C - [g] = 0 \end{cases} \qquad [4]$$

ove sono state adoperate al posto delle sommatorie le notazioni gaussiane.

Il sistema normale [4] permette la determinazione univoca delle tre costanti A, B, C, e quindi, per mezzo della [2], il valore del campo regionale in ogni punto del piano.

B) Metodo della gravità media (2). — In questo metodo l'*anomalia regionale* in un determinato punto viene definita come la media aritmetica dei valori dell'anomalia osservata nei punti della circonferenza di raggio r, avente il centro nel punto considerato.

Si ha allora per l'*anomalia residua* la

$$R = g(0) - \bar{g}(r) \qquad [5]$$

dove $g(0)$ rappresenta il valore della gravità nel centro della circonferenza e

$$\bar{g}(r) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} g(r, \partial)\, d\partial \qquad [6]$$

In questa espressione la funzione integranda non è una funzione analitica, e pertanto nell'uso pratico della [6] si sostituisce il cerchio con un poligono regolare di n lati; l'equazione [5] assume così la forma:

$$R = g(0) - \frac{1}{n} [g_1(r) + g_2(r) + \cdots\cdots + g_n(r)] \qquad [7]$$

dove $g_i\,(r)$ con $i = 1, 2 \ldots n$, rappresenta i valori gravimetrici distribuiti lungo la circonferenza di raggio R in corrispondenza dei vertici del poligono.

La $\bar{g}(r)$ determinata dalla [7] dipende dal raggio r prescelto.

Per la determinazione della gravità media $\bar{g}(r)$ con la formula [7] è consigliabile usare indifferentemente poligoni regolari con un numero pari di vertici disposti, però, simmetricamente rispetto al diametro meridiano; è consigliabile altresì scegliere per tentativi le dimensioni della figura (cioè il raggio r) ed assumere un intervallo (ampiezza del reticolato) avente un valore eguale alla distanza media tra le stazioni. Bisogna inoltre tener presente, come è stato detto, che l'ammontare della gravità residua ottenuta in un dato punto è variabile con la dimensione del poligono scelto.

C) Metodo delle derivate seconde. — Il metodo delle derivate seconde è un metodo di alto potere risolvente, cioè consente, per mezzo della doppia differenziazione, di amplificare il valore delle anomalie locali rispetto a quelle regionali. Esso può essere considerato come una estensione del metodo delle *gravità medie* (caso *B*) in cui al posto di un solo cerchio vengono usati più cerchi concentrici, ad ognuno dei quali viene assegnato peso diverso, con la condizione che risulti nulla la somma dei pesi.

Questo metodo è stato sviluppato principalmente dai geofisici Peters (3), Elkins (4) e Rosenbach (5). Accenneremo brevemente ai procedimenti indicati dai due ultimi Autori per la determinazione delle formule atte al calcolo della derivata seconda della componente verticale della gravità.

I) *Metodo di Elkins*: Se $g(x, y, 0)$ è il valore della gravità in un punto $P(x, y)$ del piano orizzontale $z = 0$, allora il valore medio $\bar{g}(r)$ dei valori gravimetrici corrispondenti ai punti di una circonferenza di centro P e di raggio r è dato da:

$$\bar{g}(r) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} g(r \cdot cos\, \partial, r \cdot sen\, \partial, 0)\, d\, \partial \qquad [8]$$

dalla quale sviluppando in serie di potenze pari crescenti di r, come è lecito, si trae

$$g(r) = a_0 + a_2 r^2 + a_4 r^4 + \ldots\ldots \qquad [9]$$

con a_i $(i = 0, 2, 4 \ldots)$ coefficienti che ora determineremo.

Poiché $g(x, y, z)$ presenta i caratteri di una funzione armonica, così essa soddisfa all'equazione di Laplace

$$\frac{\partial^2 g}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 g}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 g}{\partial z^2} = 0 \qquad [10]$$

Nell'intorno del punto di coordinate $(0, 0, 0)$, fra $\bar{g}(r)$ e la derivata seconda di g rispetto a z in P, cioè $\left(\frac{\partial^2 g}{\partial z^2}\right)_{x=y=0}$ è stata trovata la relazione

$$\left(\frac{\partial^2 g}{\partial z^2}\right)_{x=y=0} = -4 \left(\frac{d\bar{g}(r)}{dr^2}\right)_{r=0} = -4\, a_2 \qquad [11]$$

Riportando il valore di $\bar{g}(r)$ come ordinata e quello di r^2 come ascissa, in un sistema di assi cartesiani ortogonali, si viene ad ottenere la curva di variazione $\bar{g}(r)$ avente come pendenza all'origine a_2. Moltiplicando questa pendenza per -4, in base alla formula [11], si ricava il valore della derivata seconda della componente verticale della gravità in P.

L'espressione [11] dà, perciò, la possibilità della determinazione grafica della derivata seconda della componente verticale della gravità.

Questo metodo, però, presenta quasi sempre l'inconveniente che, mancando linearità alla curva del valore medio $\bar{g}(r)$, la tangente all'origine delle coordinate è indeterminata, e quindi esso si dimostra di non facile applicazione. In base a ciò l'Elkins suggerisce il seguente procedimento numerico: fissati quattro punti della curva della gravità media, e precisamente $g(0), \bar{g}(s), \bar{g}(s\sqrt{2})$ e $\bar{g}(s\sqrt{5})$ dove $g(0)$ è il valore gravimetrico all'origine delle coordinate e $\bar{g}(s), \bar{g}(s\sqrt{2})$ e $\bar{g}(s\sqrt{5})$ sono i valori medi approssimati sui cerchi di raggio rispettivamente s, $s\sqrt{2}$, $s\sqrt{5}$; mediante interpolazione, ricorrendo al metodo dei minimi quadrati, viene determinata la pendenza della retta mediana passante per i quattro punti indicati e quindi determinato il valore del coefficiente a_2.

Procedendo in questo senso si ottiene la:

$$\left(\frac{\partial^2 g}{\partial z^2}\right) = \frac{1}{62\, s^2} \left[44\, g(o) + 16\, \bar{g}(s) - 12\, \bar{g}(s\sqrt{2}) - 48\, \bar{g}(s\sqrt{5})\right] \qquad [12]$$

in base alla quale l'Autore ha ottenuto risultati soddisfacenti.

II) *Metodo di Rosenbach*: Se $g(x, y, 0)$ è al solito il valore della gravità in un punto P del piano $z = 0$, allora il valore di g nei

punti degli assi coordinati distanti $\pm\, r$ da P può essere espresso dal classico sviluppo in serie di Taylor

$$g(r,0) = g_P + \left(\frac{\partial g}{\partial x}\right)_P r + \frac{1}{2!}\left(\frac{\partial^2 g}{\partial x^2}\right) r^2 + \ldots\ldots \qquad [13]$$

Sommando membro a membro le equazioni ottenute per i *quattro* punti simmetrici rispetto all'origine, e tenendo conto dell'equazione di Laplace, si ottiene:

$$4\,\dot{g}\,(r) = 4\,g_P - \left(\frac{\partial^2 g}{\partial z^2}\right)_P r^2 + \frac{2}{4!}\cdot\left[\frac{\partial^4 g}{\partial x^4} + \frac{\partial^4 g}{\partial y^4}\right] r^4 + \ldots\ldots \qquad [14]$$

dove $\dot{g}(r)$ è la media aritmetica dei quattro valori di g dianzi considerati.

Dalla [14] si ricava immediatamente:

$$\left(\frac{\partial^2 g}{\partial z^2}\right)_P = -\frac{4}{r^2}\left\{\dot{g}\,(r) - g_P\right\} + \frac{2}{4!}\left[\frac{\partial^4 g}{\partial x^4} + \frac{\partial^4 g}{\partial y^4}\right]_P r^2 + \ldots\ldots \qquad [15]$$

e passando al limite per r tendente a zero:

$$\left(\frac{\partial^2 g}{\partial z^2}\right)_P = -4\cdot\lim_{r\to 0}\cdot\frac{\dot{g}\,(r) - g_P}{r^2} = -4\left[\frac{d\,\dot{g}(r)}{d\,r^2}\right]_{r=0} \qquad [16]$$

Tale espressione è *analoga* alla [11] ottenuta da Elkins. Essa differisce dalla [11] per il fatto che nella [16] si considera la media di *quattro valori gravimetrici* discreti convenientemente scelti, mentre nella [11] la $\bar{g}\,(r)$ rappresenta *la media di un insieme continuo.*

Epperò è bene tener presente che l'equazione [15] mostra che per r grande, in pratica maggiore od uguale ad 1 chilometro, il secondo termine di detta espressione non può essere trascurato, mentre per valori inferiori ad un chilometro il fattor $\frac{1}{r^2}$ diventerebbe maggiore dell'unità e amplificherebbe l'eventuale incertezza della differenza $\dot{g}\,(r) - g_P$ proveniente da valori osservati che, come è noto, sono influenzati dagli errori accidentali.

Rosenbach, allora, tenendo presente tutte queste considerazioni, ha esteso il calcolo a tre circonferenze di raggi s, S $s\sqrt{2}$, $s\sqrt{5}$ ed è pervenuto alla formula:

$$\left(\frac{d^2 g}{d\,z^2}\right)_P \approx \frac{1}{24\,s^2}\left[96\,g_P - 18\,\Sigma\,g\,(s) - 8\,\Sigma\,g\left(s\sqrt{2}\right) + \Sigma\,g\left(s\sqrt{5}\right)\right] \qquad [17]$$

Applicazioni. — I vari sistemi esaminati sono stati tutti applicati su di una stessa zona (Pianura Pontina, provincia di Roma) che

RILEVAMENTO GRAVIMETRICO DELLA PIANURA PONTINA

ISOANOMALE SECONDO BOUGUER

EQUIDISTANZA DELLE CURVE 1 mgal


VALORI MASSIMI


VALORI MINIMI

Scala grafica

1000 500 0 1 2

N

E.U.R.

CASTEL DI LEVA

FALCOGNANA

Porta Medaglia

Castel Porziano

Quarto delle Tortorelle

Tenuta di Zolforata

Pomezia

Tenuta di S. Procula

Campo Selva

Pr.no di Frasso

Ardea

M.te Fossignano

CAMPOLEONE

Aprilia

Cisterna

LA CROCETTA

Campo di Carne

Macchia del Buglioncino

Bosco di Padiglione

LE FERRIERE

TRE CANCELLI

Nettuno

Anzio

MARE TIRRENO


RILEVAMENTO GRAVIMETRICO
DELLA PIANURA PONTINA
ANOMALIE RESIDUE
EQUIDISTANZA DELLE CURVE 1 mgal
Scala grafica
N
MARE TIRRENO
Castel Porziano
Pomezia
Ardea
Aprilia
Cisterna
Nettuno
Anzio
0°05' W
0°00'
0°05' E
0°10'
0°15'
0°20'
41°50'
41°45'
41°40'
41°35'
41°30'

PIANURA PONTINA

CARTA DELLE GRAVITÀ RESIDUE
mediante il metodo dei cerchi
Raggio Km. $0{,}5 \times \sqrt{5}$

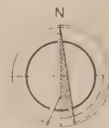
Equidistanza delle curve 0,2 mgal

Valori massimi

Valori minimi

SCALA GRAFICA

m 1000 0 1 2 3 4 5 Km



EUR

CASTEL DI LEVA

FALCOGNANA

MONTE della CACCIA

Porta Medaglia

Quarto delle Tortorelle

Macchia della Capocotta

Tenuta di Zolforata

Pomezia

Campo Selva

Ten.ta di S. Procula

St.ne CAMPOLEONE

Ardea

Aprilia

Cisterna

MARE TIRRENO

LA CROCETTA

Campo di Carne

Macchia del Bugisoncino

Bosco di Padiglione

LE FERRIERE

TRE CANCELLI

Nettuno

Anzio

G. Basciano dis.

PIANURA PONTINA

CARTA DELLE DERIVATE SECONDE
mediante la formula di ELKINS
Raggio cerchio interno: km 0,5

Unità: 100×10^{-15} u C G S

Equidistanza delle curve 100×10^{-15} unità C G S

+ Valori massimi

— Valori minimi

SCALA GRAFICA

m 1000 0 1 2 3 4 5 km



E.U.R.
CASTEL DI LEVA
FALCOGNANA
Cle MONTE della CACCIA
ZOLFORATA
Macchia della Capocotta
Pomezia
Campo Selva
SPIAGGIA
Ardea
Monte Fossignano
Stne CAMPOLEONE
Aprilia
Cisterna
LA CROCETTA
RISERVA NUOVA
CAMPO DI CARNE
Bosco di Padiglione
Cle ROTONDO
TOR CALDARA
LE FERRIERE
TRE CANCELLI
Nettuno
Anzio

MARE TIRRENO

Basciano dis.

PIANURA PONTINA

CARTA DELLE DERIVATE SECONDE
mediante la formula di Rosenbach

Raggio cerchio interno: Km 1

Unità. 100×10^{-15} u.C.G.S

Equidistanza delle curve: 100×10^{-15} unità C G S

+ Valori massimi

— Valori minimi

SCALA GRAFICA

m 1000 0 1 2 3 4 5 Km



E.UR.
CASTEL DI LEVA
FALCOGNANA
C.le MONTE della CACCIA
Porta Medaglia
Quarto delle Tortorelle
Macchia della Capocotta
Tenuta di Zolforata
Pomezia
Tenuta di S. Procula
Campo Selva 1° Centro
P.ne di Frasso
St.ne CAMPOLEONE
C.le ARGANINI
Ardea
M.te Fossignano
Aprilia
Cisterna
C.le S. LORENZO
Campo di Carne
LA CROCETTA
Macchia del Buglioncino
Bosco di Padiglione
LE FERRIERE
TOR CALDARA
TRE CANCELLI
Nettuno
Anzio
MARE TIRRENO
Spiaggia di Valanica
Spiaggia di S. Lorenzo

G. Basciano dis.

PIANURA PONTINA

CARTA DELLE DERIVATE SECONDE
mediante la formula di ELKINS
Raggio cerchio interno: Km. 1

Equidistanza delle curve: 50×10^{-15} unità C.G.S

+ Valori massimi

— Valori minimi

SCALA GRAFICA





E.U.R.

CASTEL DI LEVA

FALCOGNANA

C^le MONTE della CACCIA

Porta Medaglia

Quarto delle Tortorelle

Macchia della Capocotta

Tenuta di Zolforata

Pomezia

Tenuta di S. Procula

Piane di Frasso

Ardea

St^ne CAMPOLEONE

C^le ARGANINI

Aprilia

Cisterna

LA CROCETTA

Campo di Carne

Macchia del Buglionesne

Bosco di Padiglione

LE FERRIERE

TRE CANCELLI

Nettuno

Anzio

MARE TIRRENO

è stata oggetto di studio da parte del Servizio Geologico d'Italia [6] e che ci è sembrata, per le caratteristiche delle sue anomalie, la più adatta allo scopo. La zona in oggetto permette anche, per il suo particolare andamento topografico, di:

1) ridurre al minimo gli errori nei calcoli degli effetti topografici;

2) distribuire le stazioni con una certa uniformità e, per quanto possibile, ubicarle secondo un predisposto reticolato di un chilometro di lato.

Tali condizioni hanno consentito di ottenere una *carta delle isoanomale di Bouguer* atta a rispecchiare quanto più fedelmente possibile le varie anomalie della zona.

Si fa notare che, a causa delle esigenze relative al presente studio, si è proceduto ad un infittimento delle misure ed, approfittando di ciò, il rilevamento è stato proseguito fino alla periferia della Capitale.

a) *Carta di Bouguer* (v. tavola I). Il quadro delle anomalie dato dalle isoanomale di Bouguer può essere schematizzato nelle seguenti parti essenziali:

1) Una grande anomalia positiva compresa tra Ardea, Aprilia e Nettuno. Essa presenta una asse di massimo il cui andamento da trasversale appenninico (NE-SW) si modifica all'altezza di Casale S. Lorenzo per assumere, verso la costa, l'orientamento longitudinale appenninico (NW-SE). Tale anomalia positiva è delimitata, nella parte occidentale, da una brusca deficienza di massa avente asse di minimo nella direzione NE-SW; nella parte orientale da un'altra anomalia negativa con andamento N-S.

2) Un'altra forte anomalia gravimetrica positiva, con andamento NE-SW, tra Pomezia e Castel Porziano.

Il quadro tettonico delle strutture che determinano le anomalie in oggetto, può essere attribuito a più zolle determinate da due faglie orientate all'incirca secondo la direzione trasversale appenninica, passanti rispettivamente per La Crocetta ed Ardea.

b) *Metodo dei minimi quadrati.* Il quadro delle anomalie ottenuto mediante questo metodo (tavola II) è corrispondente sostanzialmente a quello delle isoanomale di Bouguer. L'apporto della correzione regionale ha soltanto potuto definire meglio l'anomalia esistente tra Aprilia e Cisterna. Avremmo potuto ottenere migliori risultati se avessimo diviso la zona in più parti e determinata l'equazione del campo regionale per ciascuna di esse. Poiché tale calcolo avrebbe comportato una mole di lavoro rilevante, abbiamo preferito non sottoporci ad

ulteriori elaborazioni di questo metodo, anche perché i risultati, a causa della estensione ed intensità delle anomalie ottenute, avrebbero potuto essere dubbi.

c) *Metodo delle gravità medie.* Per la determinazione della carta della gravità residua è stato adottato un ottagono iscritto in una circonferenza di raggio km 0,5 . $\sqrt{5}$. Tale lunghezza è stata scelta onde permettere un confronto con le carte delle derivate seconde di Elkins e di Rosenbach, fondate principalmente su tale circonferenza.

Mediante la determinazione delle anomalie residue (tav. III) otteniamo che:

1) la grande anomalia positiva delimitata dalle isoanomale di Bouguer tra Ardea, Aprilia e Nettuno, presenta una anomalia di tipo cupolare allungato nella parte Nord, ed altre anomalie di minore entità, sempre di tipo cupolare, lungo la costa, con una deficienza di massa attribuibile ad una brusca depressione assiale oppure allo sprofondamento di un settore della struttura stessa.

Tali movimenti locali della grande struttura presa in considerazione, la quale, data la sua estensione, può essere considerata agli effetti della nostra ricerca come regionale, risultano appena accennati nelle isoanomale di Bouguer;

2) la forte anomalia positiva tra Pomezia e Castel Porziano si scinde anch'essa in massimi ben definiti separati da una deficienza di massa in corrispondenza di Campo di Selva;

3) la deficienza di massa situata tra Ardea e Pomezia, presenta un massimo affondamento nella zona tra Piano di Frasso e tenuta S. Procula; probabilmente ciò è una conseguenza della faglia passante per Ardea.

In definitiva si può concludere che il paesaggio tettonico messo in evidenza dalle isoanomale di Bouguer nelle sue grandi linee non ha subito con questo metodo notevoli modifiche, come si può rilevare da un attento esame delle anomalie positive e negative nel loro insieme.

d) *Derivate seconde.* La determinazione delle anomalie mediante il calcolo delle derivate seconde, come abbiamo precedentemente accennato, dipende dalla lunghezza del lato *s* della maglia. Se si sceglie una maglia piccola, in base alla quale si stabiliscono le lunghezze dei raggi dei cerchi che si utilizzano nei calcoli, si mettono in evidenza anomalie molto localizzate e conseguentemente l'individuazione delle anomalie di una certa importanza è resa molto difficile.

Se invece si sceglie una maglia grande, il quadro gravimetrico

porta alla localizzazione delle sole anomalie di una certa entità. Per queste ragioni la dimensione della maglia dev'essere scelta in funzione delle anomalie che si vogliono localizzare. Poiché la zona in istudio è assimilabile ad una figura rettangolare molto allungata, delimitata nel senso longitudinale dalla costa nella parte SW e dai M. Lepini e Colli Albani nella parte NE, non è opportuno assumere una maglia delle dimensioni di un chilometro, in quanto si perderebbero tutte le anomalie situate ai bordi della zona ed in particolar modo quelle costiere, che dalle isoanomale di Bouguer appaiono non meno interessanti di quelle situate nella parte centrale.

Per istituire un utile confronto tra le diverse carte e cioè la carta delle gravità residue ottenute mediante i cerchi (gravità medie), quella delle derivate seconde mediante la formula [12] di Elkins, e quella delle derivate seconde mediante la formula [17] di Rosenbach, sono stati adoperati per il calcolo delle gravità medie ponderali:

1) per la formula [12] di Elkins, i cerchi di raggi rispettivamente di km 0; 0,5; $0{,}5 \cdot \sqrt{2}$ e $0{,}5 \cdot \sqrt{5}$.

2) per la formula [17] di Ronsebach i cerchi di raggi rispettivamente di km 0; 1; $\sqrt{2}$; $\sqrt{5}$.

In tal modo nei tre casi si ottengono *carte gravimetriche* che presentano caratteri similari e che differiscono tra loro per le unità con cui vengono rappresentate le anomalie. Infatti:

1) per la carta della gravità media, il valore della gravità residua è rappresentato dal milligal, in quanto essa si ottiene in ogni punto mediante la differenza della gravità nel punto considerato e della gravità media calcolata nella circonferenza di raggio km $0{,}5 \cdot \sqrt{5}$.

2) per la formula di Elkins gli apporti dei cerchi di raggio di km 0,5 e $0{,}5 \cdot \sqrt{2}$ si elidono perché di segno contrario e di peso poco differente; il valore della derivata seconda, quindi, viene ottenuto approssimativamente mediante la differenza fra la gravità del punto in istudio e la gravità media sull'anello di raggio di km $0{,}5 \cdot \sqrt{5}$ moltiplicato per un fattore del tipo $\frac{C}{S^2}$, dove C è un coefficiente numerico ed S è la distanza rappresentata dallo spazio unitario della griglia.

3) Poiché per la formula di Rosenbach l'apporto maggiore nel calcolo della derivata seconda è dovuto al cerchio più interno, a cui si dà peso maggiore, onde poter confrontare i risultati che si ottengono con i vari procedimenti si è costruita la derivata seconda con

la [17] scegliendo una maglia di un chilometro di lato, cioè di lunghezza doppia rispetto a quella scelta per la formula [12].

Dall'esame delle tavole III, IV e V si osserva che il quadro generale delle anomalie messe in evidenza dai tre procedimenti riassunti nelle formule [7], [12] e [17], si può considerare identico. Infatti la notevole anomalia positiva di M. Fossignano mantiene lo stesso orientamento e la stessa forma; analoga considerazione può essere fatta per il minimo della zona compresa fra Tenuta S. Procula e Piano di Frasso e per il massimo di Pomezia, Tenuta di Zolforata e Quarto delle Tortorelle (nella parte settentrionale delle carte).

Lo scarto è soltanto nell'accenno di qualche lieve anomalia. Ciò è dovuto al fatto, come si è già detto, che, mediante la formula di Elkins e della gravità media l'anomalia viene ottenuta essenzialmente considerando i valori della gravità al centro e quelli della circonferenza di raggio 1 km; per la formula di Rosenbach, invece, oltre al predetto apporto, si ha quello del cerchio di raggio di km $\sqrt{2}$.

La tavola VI è il risultato dell'applicazione della formula di Elkins mediante una maglia di 1 km di lato; si può bene osservare che, non potendo estendere i calcoli ai bordi della zona in istudio, si sono ottenute solo le anomalie situate nella parte centrale di detta zona. Si constata, inoltre, che, data la grandezza del raggio usato, si sono ottenute, come è ovvio, le anomalie di maggiore entità.

È evidente quindi che l'adozione di un raggio maggiore di quello usato avrebbe condotto indubbiamente a risultati del tutto insoddisfacenti.

Un ringraziamento all'ing. E. Beneo, Direttore del Servizio Geologico d'Italia, ed al prof. G. Boaga, Ordinario di Geodesia e Topografia dell'Università di Roma, per averci assistiti e consigliati in questo studio.

Roma — Servizio Geologico d'Italia — Giugno 1954.

RIASSUNTO

Si riferisce sulla determinazione dell'anomalia residua ottenuta per mezzo dei seguenti metodi:

1) metodo del valore medio ricavato mediante poligoni regolari inscritti in circonferenze di raggio dato;

2) metodo dei minimi quadrati;

3) metodo della derivata seconda della componente verticale della gravità.

Vengono esaminati i risultati così ottenuti per mezzo delle relative mappe costruite sulla carta delle isoanomale di Bouguer in uno studio effettuato nella Pianura Pontina per conto del Servizio Geologico d'Italia.

SUMMARY

The present work deals with the determination of the residual anomaly, obtained by means of the following methods:

1) method of the average value, computed by means of regular polygons, which are inscribed in circles of given radius;

2) least squares method;

3) method of the second derivative of the vertical component of gravity.

The results are then discussed, which have been attained by means of the respective maps, drawn on the map of the Bouguer anomalies, following a survey made in the « Pianura Pontina » (near Rome) on account of the Geological Survey of Italy.

BIBLIOGRAFIA

(1) Agocs W. R., *Least Squares Residual Anomaly Determination.* Geophysics, XVI, 1951.

(2) Griffin W. R., *Residual Gravity in Theory and Practice.* Geophysics, XIV, 1949.

(3) Peters L. J., *The Direct Approach to Magnetic Interpretation and its Practical Application.* Geophysics, XIV, 1949.

(4) Elkins T. A., *The second Derivative Method of Gravity Interpretation.* Geophysics, XVI, 1951.

(5) Rosenbach O., *A Contribution to the Computation of the Second Derivative from Gravity Data.* Geophysics, XVIII, 1953.

(6) Tribalto G., *Su una ricerca gravimetrica di dettaglio eseguita nella Pianura Pontina.* Boll. Servizio Geologico d'Italia, LXXIV, 1952.

(7) Nettleton L. L., *Regionals, Residuals and Structures Geophysics,* XIX, 1954.

SUGLI INDICI « K » PER IL 1955 DELL'OSSERVATORIO MAGNETICO DI GIBILMANNA (SICILIA)

M. GIORGI - F. MOLINA

Dal mese di marzo 1952 presso l'Osservatorio Geofisico di Gibilmanna (in costruzione), è in funzione una stazione magnetica sperimentale per la registrazione continua degli elementi *H*, *D* e *Z* del campo magnetico terrestre.

L'Osservatorio si trova a 1000 m. s.l.m. in prossimità di Pizzo S. Angelo a sud di Cefalù; le sue coordinate geografiche e geomagnetiche sono le seguenti:

φ	λ	Φ	Λ	ψ
$37°59',4\ N$	$14°01',2\ E$	$38°28'\ N$	$92\,13'\ E$	$-14°39$

In altra nota (1) sono state descritte in dettaglio le caratteristiche geomagnetiche della regione in cui sorge l'Osservatorio.

Le registrazioni vengono effettuate mediante una terna di magnetometri da osservatorio di tipo « RUSKA » con due sensibilità per ciascun magnetometro.

I variografi sono sistemati in un locale sotterraneo costruito con materiale amagnetico dove l'escursione diurna della temperatura è risultata trascurabile in qualsiasi stagione; le escursioni registrate sono in media 0,5 °C.

Le costanti di scala dei magnetometri, determinate mensilmente, sono attualmente le seguenti (in γ/mm) (taratura del 3-I-56):

ε_D	ε_H	ε_Z
7.4	1.7	1.2
22.2	5.1	4.0

La stazione è entrata a far parte della rete internazionale degli Osservatori che forniscono gli indici « K » triorari dal mese di Novembre 1954 (2).

In altro lavoro (3) sono messe in evidenza interessanti caratteristiche magnetiche connesse con la particolare latitudine geomagnetica dell'Osservatorio, che, unitamente alle favorevoli condizioni geologi-

che, costituirebbero ottime premesse per la istituzione definitiva dell'Osservatorio Magnetico. Purtroppo la elettrificazione della ferrovia Messina-Palermo, che corre ad una distanza di 8 km ca. dall'Osservatorio, entrata in funzione dalla fine del Settembre 1955, produce, specialmente sulla componente Z, perturbazioni notevolissime che impongono il trasferimento della stazione magnetica.

Il problema è allo studio e si spera che il trasferimento in sede opportuna possa essere effettuato al più presto.

Indici K. — Come è noto, gli indici « K » sono stati ideati ([4, 5]) allo scopo di fornire una valutazione quantitativa della attività geomagnetica prodotta dalle radiazioni corpuscolari provenienti dal Sole; la conoscenza di essi può risultare di utilità pratica anche per gli studi sulla radiopropagazione e sui raggi cosmici.

Gli indici K sono riferiti ad intervalli triorari a partire dalle ore 0^h di Greenwich (T. U.). In ogni intervallo (00^h-03^h, 03^h-06^h, etc.) l'indice K viene determinato misurando, per ognuno degli elementi D, H e Z, il massimo scostamento R, espresso in γ, dalla curva S_q caratteristica dell'Osservatorio e corrispondente alla stagione ed alla fase del ciclo solare; si sceglie il maggiore fra i tre valori così ottenuti e, in base ad esso, all'intervallo triorario si assegna come indice « K » uno dei numeri interi da 0 a 9 secondo una certa scala, valida per l'Osservatorio. Per Gibilmanna, la cui latitudine magnetica è prossima a quella di Tucson, è stata scelta la scala in uso in questo Osservatorio e la opportunità di questa scelta ci è stata gentilmente confermata dal prof. Bartels. La scala è la seguente:

K	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
R (in γ)	0	4	8	16	30	50	85	140	230	350

dove i numeri della seconda riga rappresentano il limite inferiore dei valori di R corrispondenti ai diversi indici « K ».

Per quanto riguarda l'andamento S_q a Gibilmanna si rinvia ad altra nota ([3]); è opportuno tuttavia notare subito che, per la particolare latitudine geomagnetica di questo Osservatorio, si hanno due tipi di variazione S_q per la componente H: il « *tipo polare* » ed il « *tipo equatoriale* », che debbono essere di volta in volta individuati per il computo dei « K ». Tale individuazione presenta a volte qualche difficoltà, sia per il fatto che le perturbazioni possono mascherare il tipo del giorno sia perché spesso la variazione S_q presenta un carattere intermedio.

1	1 1 1 2	2 2 2 3	1 0 1 1	2 2 1 1	2 1 2 1	1 2 2 1	2 2 3 3	3 1 2 5	2 1 1 1	2 1 1 3	1 3 2 (1)	2 3 2 1
2	2 1 2 2	1 3 1 3	1 1 2 2	2 2 2 2	2 1 3 (2)	2 2 1 1	2 1 1 3	4 3 4 4	1 0 1 2	2 2 2 2	1 0 1 3	2 1 1 2
3	1 1 2 2	2 2 1 2	3 2 3 3	2 2 2 2	1 1 2 2	1 1 1 0	2 2 2 3	4 3 3 2	1 2 1 1	1 3 3 1	0 1 2 2	2 2 3 1
4	3 2 3 3	3 3 2 2	2 2 3 4	3 3 4 3	1 1 2 2	0 1 3 4	1 2 1 3	2 4 4 4	1 1 0 1	3 2 2 3	1 1 2 2	2 3 3 2
5	1 1 0 0	2 2 2 4	3 1 3 3	3 3 4 4	2 2 2 2	3 3 3 3	4 2 3 2	4 2 4 2	2 2 1 2	3 4 2 2	1 1 2 1	1 2 1 1
6	2 2 1 1	2 2 3 1	1 2 3 3	4 4 3 3	4 2 1 2	3 2 3 2	3 3 2 2	3 3 1 3	3 2 2 4	5 4 3 4	0 2 2 3	2 3 4 4
7	2 2 1 2	2 2 3 2	3 3 3 3	4 2 2 1	4 3 2 3	1 5 5 3	3 3 2 3	3 2 3 3	4 3 3 3	2 3 3 3	4 3 3 2	3 3 2 3
8	0 1 2 1	0 1 2 3	2 (1)(1) 3	3 4 4 4	3 2 3 2	2 5 4 3	2 2 2 1	2 2 3 3	4 4 2 3	4 4 4 4	2 4 3 3	4 4 3 4
9	3 2 3 3	4 5 4 1	2 2 2 3	2 3 2 2	3 3 2 2	4 4 6 5	2 2 1 1	0 1 1 3	2 2 2 2	2 2 2 2	0 1 2 1	2 3 2 3
10	1 1 2 1	3 1 2 0	1 1 2 3	2 2 2 2	3 2 4 4	4 3 4 3	0 1 2 3	3 3 2 3	2 2 2 3	2 2 3 2	1 2 1 2	1 1 1 1
11	2 1 0 1	4 3 2 5	1 1 1 1	2 4 4 4	3 2 2 4	4 3 2 2	2 2 2 2	2 1 2 1	1 2 2 1	2 2 1 2	0 1 1 3	2 2 2 3
12	4 2 2 2	1 1 2 1	3 2 2 1	2 3 3 3	3 3 3 (2)	(3) 3 3 2	2 3 2 3	2 1 3 3	1 2 1 2	1 1 2 4	1 2 3 3	3 2 1 2
13	2 2 2 2	3 2 2 2	3 2 1 2	2 3 3 0	2 2 2 1	3 3 4 3	3 3 2 2	2 2 3 3	2 1 2 3	2 3 3 2	2 1 2 1	3 3 3 3
14	0 1 1 2	3 3 4 0	1 1 1 2	2 3 (3)(3)	3 1 1 1	3 4 4 3	3 2 1 2	2 1 2 1	2 2 3 3	2 2 2 1	2 3 3 3	3 3 3 1
15	0 1 1 1	1 0 0 0	(3)(3) – 2	0 0 0 0	3 2 3 2	3 (2)(3)(4)	2 2 2 1	2 2 1 1	1 1 1 2	1 1 2 2	2 3 4 2	2 3 3 3
16	1 1 1 3	3 2 2 2	0 0 1 2	3 2 3 2	(3)(3)(2) 2	2 3 4 3	1 1 1 0	2 2 2 2	3 4 3 3	3 1 0 1	3 2 3 3	3 3 2 2
17	0 3 2 4	6 6 5 5	3 2 0 2	2 1 1 2	2 2 4 4	3 4 2 2	0 2 1 2	2 2 2 2	1 1 1 1	1 1 0 2	1 2 2 3	3 3 1 3
18	6 4 3 2	2 5 5 4	2 2 1 2	1 1 4 4	3 2 3 3	2 5 4 2	0 0 1 0	1 1 1 1	2 1 1 1	1 2 2 1	1 3 3 2	3 1 1 1
19	4 5 5 3	4 5 4 4	2 2 2 0	1 1 1 1	2 1 1 0	1 1 2 1	1 1 1 0	1 1 2 2	1 1 2 0	2 0 1 1	3 3 1 1	2 1 1 1
20	3 1 2 2	3 3 4 3	1 2 1 2	4 2 3 1	2 1 2 1	2 2 1 3	2 3 3 1	3 2 2 2	0 3 2 2	3 2 2 1	1 1 1 2	1 3 2 1
21	3 2 1 2	– – – –	3 3 2 2	1 2 2 2	4 0 1 1	1 2 3 3	2 2 2 2	3 2 2 2	1 2 2 2	2 1 0 1	1 1 1 2	0 1 2 1
22	– – – –	– – – –	3 3 2 4	2 1 3 2	2 1 2 5	6 5 5 3	1 2 2 1	2 1 3 2	1 1 2 1	1 1 2 2	2 2 1 4	4 3 2 2
23	– – – –	3 3 4 3	2 2 2 4	4 4 (5)(2)	2 1 3 2	3 4 5 5	0 1 0 2	3 1 1 1	1 1 2 1	2 2 1 1	3 2 2 2	2 2 4 3
24	1 1 (0) –	– 1 0 1	(2)(1)(2) 3	4 2 4 3	(3)(3)(1) 2	1 1 2 1	1 2 3 2	5 4 4 5	1 1 2 –	– 1 1 0	3 2 3 3	3 3 2 2
25	1 1 1 0	1 1 1 0	2 3 1 3	3 3 3 3	2 0 2 2	1 3 3 2	3 2 2 2	3 2 3 2	1 2 0 1	4 3 6 4	2 2 3 3	3 3 3 1
26	1 1 0 0	1 0 1 0	2 3 2 2	2 1 1 1	1 (2) – 1	4 4 2 3	4 2 2 3	2 2 3 3	4 5 3 4	2 3 2 1	1 2 2 2	2 1 1 2
27	0 0 2 3	1 5 4 4	0 1 3 2	2 0 2 2	1 1 1 4	2 2 1 2	3 2 2 3	2 3 6 6	1 2 2 1	3 3 3 3	1 2 2 3	1 2 2 1
28	2 1 1 2	2 2 1 3	4 4 3 3	4 3 1 1	2 0 1 2	1 1 2 2	5 3 3 3	3 2 4 4	3 4 3 3	3 2 2 3	2 2 2 2	2 3 2 3
29	1 1 1 1	1 1 3 4			2 1 1 0	0 0 0 1	4 2 3 4	3 4 4 4	2 1 2 1	1 3 1 1	2 2 2 1	2 2 2 1
30	2 1 1 2	2 3 2 2			1 0 1 3	4 2 4 5	3 3 2 3	3 2 3 3	0 0 2 1	1 2 2 2	1 0 1 1	1 1 1 1
31	1 1 1 1	1 2 2 3			5 4 5 2	4 4 5 5			1 1 1 2	2 2 1 2		

	Luglio		Agosto		Settembre		Ottobre		Novembre		Dicembre	
1	1 1 2 1	1 1 0 1	1 2 2 –	3 2 2 2	1 1 2 2	2 3 4 2	4 2 – 3	2 1 2 2	2 4 3 1	1 2 3 3	– – – 2	4 4 5 4
2	2 2 2 3	3 3 5 4	2 3 2 2	2 1 2 2	3 3 3 4	3 3 3 2	2 1 2 3	4 4 5 1	1 2 2 3	3 3 4 2	2 3 2 2	2 2 1 1
3	3 3 2 1	2 2 2 2	3 2 2 2	3 3 3 3	3 2 3 4	4 3 3 2	2 3 3 3	3 3 3 1	0 1 2 1	0 2 1 2	0 1 1 3	3 4 4 3
4	1 2 1 2	2 1 0 1	2 3 2 5	4 5 – –	4 3 3 4	4 2 2 3	2 3 3 3	2 2 1 2	3 4 3 4	1 3 3 4	3 2 1 1	2 1 0 1
5	1 1 3 2	1 2 2 2	– – – 3	2 3 4 3	3 3 3 2	4 2 3 –	1 2 – 4	3 4 5 4	2 2 2 2	1 2 (2) –	1 2 2 0	2 2 2 5
6	1 1 3 1	2 2 3 3	3 2 4 4	3 4 2 5	– – – 3	2 2 3 2	3 3 3 3	3 4 3 2	– – – 2	0 – – –	2 2 3 2	2 1 3 3
7	3 3 3 2	2 2 1 1	3 2 3 3	3 2 4 3	3 1 2 2	2 2 0 0	2 1 2 2	2 3 1 4	– – – –	– – – –	2 3 2 2	1 2 1 1
8	1 2 2 2	2 3 3 2	2 2 2 2	2 2 2 2	1 1 2 2	2 3 2 2	3 3 3 2	1 2 2 2	– – – 2	3 4 4 4	1 2 2 2	2 3 3 3
9	1 2 2 2	2 1 1 1	2 2 2 1	2 1 2 2	3 2 2 2	2 2 1 1	1 1 1 1	0 2 0 4	4 2 2 3	3 1 1 2	2 2 1 3	3 4 1 1
10	1 2 3 2	3 3 2 2	1 3 2 2	2 2 1 2	1 1 2 2	3 2 1 1	3 3 – –	3 4 2 0	2 1 1 2	2 2 2 2	1 1 2 2	3 2 3 1
11	3 3 4 3	4 3 3 3	2 0 1 2	1 1 2 2	2 0 3 2	3 1 1 2	1 2 4 2	3 3 3 1	2 1 1 2	1 3 2 3	0 2 1 2	2 3 1 2
12	4 3 3 3	3 2 2 3	2 1 2 2	1 1 1 1	2 2 4 2	3 3 2 3	1 0 1 0	0 0 0 0	1 1 4 3	3 4 3 2	1 1 1 1	2 2 2 2
13	3 2 2 2	3 2 1 1	1 1 2 2	1 1 – –	4 3 3 4	2 3 3 1	0 0 0 0	0 0 1 1	1 1 2 2	1 2 2 1	0 0 0 1	2 2 (1) –
14	2 2 2 2	3 1 2 0	– – – 3	3 2 4 3	1 2 3 2	2 2 1 1	1 0 1 1	2 2 1 1	1 1 0 1	2 2 2 2	– – 1 1	1 2 0 0
15	1 1 2 2	3 3 3 3	3 3 2 2	3 2 1 0	2 2 0 1	1 1 2 1	0 2 0 1	0 1 1 3	2 1 4 5	3 – – –	1 1 1 2	1 2 3 3
16	2 2 2 2	2 2 2 2	0 2 – 2	2 2 1 2	2 2 2 2	3 3 2 2	2 0 2 2	2 2 1 2	– – – 3	3 3 3 4	2 2 3 3	2 2 3 2
17	1 2 1 2	2 2 2 2	1 0 0 2	2 2 2 2	3 3 3 3	2 2 1 2	2 (1) – 0	0 1 1 2	2 3 1 2	1 3 2 2	1 2 2 2	1 2 2 2
18	1 2 2 2	1 2 2 1	2 2 2 3	3 1 2 2	2 – – 2	2 3 3 1	0 0 1 2	2 1 0 0	2 3 3 2	3 5 5 3	2 0 3 3	1 2 1 0
19	1 1 1 1	2 1 1 1	1 2 2 2	2 2 2 2	2 3 2 2	2 2 1 2	0 1 0 2	1 1 1 –	3 1 3 5	6 6 6 4	0 1 2 2	3 3 2 3
20	– – – 2	2 2 2 1	1 1 1 2	2 2 1 1	3 3 3 3	2 2 2 3	– – – 2	2 3 2 1	5 3 3 –	– 5 5 4	2 3 3 2	3 3 2 1
21	1 1 2 2	1 1 0 3	2 2 1 1	2 1 2 1	1 1 1 1	1 1 1 2	0 0 1 1	2 1 1 2	3 2 3 3	2 1 1 0	2 2 2 3	4 4 2 2
22	1 1 2 1	2 2 1 2	1 1 1 1	1 1 1 2	3 3 2 1	2 2 2 2	1 1 1 3	3 2 4 1	0 0 1 3	2 2 1 1	1 2 2 3	2 2 2 1
23	2 1 3 2	1 2 2 2	0 1 1 1	1 1 1 1	1 2 – 1	1 2 3 3	1 0 2 3	3 2 2 0	0 1 1 2	2 2 1 2	1 1 0 2	1 2 1 1
24	3 3 3 2	2 1 2 1	0 2 – 2	2 2 1 2	3 1 2 1	1 2 2 1	1 0 1 2	1 1 1 2	2 1 3 2	2 2 3 2	0 0 2 2	1 3 2 3
25	2 – – 2	2 1 1 2	1 1 0 –	– 1 2 1	1 0 1 0	0 1 1 1	4 2 4 6	5 6 6 4	3 2 2 2	3 3 1 2	3 4 3 2	5 3 4 2
26	2 2 3 4	3 3 3 3	1 1 0 2	2 1 2 1	2 1 0 0	1 1 1 1	4 3 3 4	3 4 4 3	1 1 1 2	1 2 0 2	0 1 1 4	3 5 4 5
27	3 1 2 2	2 2 2 1	1 0 1 2	2 2 3 3	3 3 4 4	3 4 5 4	2 2 2 –	– 3 2 3	2 0 1 2	1 2 1 2	4 3 2 2	2 3 2 1
28	1 1 2 2	3 2 0 2	1 4 4 2	3 3 2 2	2 3 3 2	2 3 3 3	1 1 2 2	2 4 1 2	1 0 1 4	2 3 3 4	0 (0) – 3	2 2 2 1
29	2 2 2 2	2 2 3 3	2 2 2 3	2 1 3 3	3 2 2 (2)	(2) 5 5 3	1 2 2 –	2 3 – –	1 1 2 2	2 2 2 2	0 (0) – 1	1 1 1 0
30	1 3 1 2	2 2 2 2	1 1 – 2	2 1 1 1	3 5 5 5	3 4 3 4	– – – 1	2 4 3 2	0 2 2 1	2 3 2 0	1 0 1 1	1 3 1 1
31	3 2 2 2	2 2 2 1	2 2 1 2	3 1 1 3			2 3 3 2	4 4 5 4			1 2 3 2	2 4 3 2

Tabella 1 (seguito)

	Novembre 1954								Dicembre 1954							
1	3	3	3	3	5	5	5	4	3	2	2	2	0	2	1	0
2	5	3	2	2	4	3	3	2	1	1	2	2	2	2	1	3
3	3	3	3	1	2	4	4	2	3	–	–	–	1	0	1	1
4	1	1	1	2	2	2	2	2	0	2	1	2	2	2	3	1
5	3	2	2	3	1	2	2	0	1	0	1	1	1	3	3	2
6	2	1	1	3	1	3	4	2	1	1	2	2	1	2	1	2
7	2	1	2	2	1	2	0	1	2	2	3	2	3	2	3	4
8	2	0	2	1	3	2	4	2	1	1	1	0	1	1	0	2
9	1	2	2	1	3	3	2	1	2	–	–	3	2	1	1	1
10	2	0	0	1	0	1	0	1	1	0	1	1	1	1	1	1
11	0	2	0	2	2	2	3	2	1	0	0	–	–	–	–	–
12	2	3	2	2	3	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–
13	–	–	–	2	1	2	2	2	–	–	–	–	–	–	–	–
14	2	2	0	1	2	2	3	3	–	–	–	–	–	–	–	–
15	2	1	1	1	2	1	0	0	–	–	–	–	1	1	0	1
16	1	0	0	1	0	0	1	0	0	2	1	2	2	1	0	1
17	0	1	1	2	2	1	0	1	1	3	4	3	3	4	2	2
18	1	1	1	2	3	4	3	3	4	3	2	3	3	2	2	4
19	1	3	2	2	2	3	3	2	2	1	1	2	3	3	2	1
20	1	2	3	2	4	4	3	2	1	2	1	3	3	2	2	4
21	2	2	2	1	2	3	2	2	2	1	2	2	2	2	2	2
22	1	1	–	–	1	1	2	2	3	1	1	(0)	1	0	1	0
23	1	2	1	2	3	5	4	2	0	1	1	2	2	2	1	1
24	1	2	2	2	2	3	3	0	0	0	1	1	2	1	1	1
25	0	2	2	3	2	1	2	3	1	0	1	2	2	3	2	1
26	1	1	0	2	2	2	2	3	1	1	2	1	2	3	2	2
27	2	2	2	3	2	2	3	1	3	2	2	2	5	3	2	3
28	1	1	1	2	3	2	–	–	2	2	1	2	2	3	–	–
29	–	–	–	2	4	4	2	3	–	–	–	–	3	2	1	1
30	2	–	–	1	1	3	3	3	0	0	2	3	2	1	1	2
31									1	1	2	3	2	1	2	1

Nelle tabelle n. 1 e n. 2 vengono riportati gli indici « *K* » per tutto l'anno 1955 con l'aggiunta dei mesi di novembre e dicembre 1954, e vengono elencate le perturbazioni: *S.S.C.* (storm sudden commencements), *P.S.C.* (polar, o pulsational, sudden commencements), *S.I.* (sudden impulses), *S.F.E.* (solar flare effects, presunti) e le maggiori tempeste magnetiche del 1955.

È da notare che l'anno 1955 si trova in prossimità di un minimo del ciclo solare ma già nella fase ascendente del nuovo ciclo.

Andamento annuale. — La fig. 1 rappresenta le medie mensili dei « *K* » durante il 1955. Si riconosce la tendenza all'aumento della attività magnetica attorno agli equinozi.

Andamento diurno. — Per determinare l'andamento diurno medio dei « *K* » sono stati calcolati i valori medi per ogni intervallo triorario per tutto l'anno; i risultati sono riportati nella tabella n. 3 e nel grafico *D* della fig. 2.

Risulta evidente una accentuazione della attività magnetica nelle ore pomeridiane e serali, caratteristica della regione europea [2, 5]. Calcolati i valori medi dei « *K* » per ogni intervallo triorario mese per mese (tab. n. 3) e notate delle differenze sistematiche nei diversi mesi, si è cercato di mettere in evidenza la variazione stagionale dell'andamento diurno. A tale scopo sono stati computati i valori medi per i soliti gruppi di mesi: *NDGF* (inverno), *MASO* (equinozi), *MGLA* (estate); i risultati relativi ai tre gruppi di mesi sono riportati sempre nella tabella n. 3, ed i grafici corrispondenti nella fig. 2 (*A*, *B*, *C*).

L'ampiezza della variazione diurna in inverno è maggiore che in estate; inoltre il massimo estivo anticipa rispetto a quello invernale e degli equinozi; il confronto fra i tre grafici è da ritenersi attendibile

in quanto essi sono basati su numeri di valori « K » pressoché uguali per ciascun gruppo di mesi.

Naturalmente non si può ancora generalizzare un tale risultato in quanto si riferisce ai dati di un solo anno.



Fig. 1 - Medie mensili degli indici « K » per il 1955.

Nei grafici riprodotti la linea tratteggiata rappresenta il valore medio dei singoli gruppi di mesi; il valore più grande si ha agli equinozi in accordo con una maggiore intensità e frequenza delle perturbazioni in tali periodi.

Si possono precisare in maggiori dettagli i risultati sopra menzionati studiando la distribuzione dei singoli indici « K » nei diversi intervalli, e a tale scopo è stata calcolata la loro frequenza percentuale per i tre gruppi di mesi (fig. 3).

Nei grafici della figura citata appare evidente la maggiore frequenza degli indici uguali o superiori a 4 nelle ore pomeridiane e serali ed una corrispondente diminuzione degli indici 0 e 1.

Per quanto riguarda gli indici 2 la maggiore frequenza che si nota negli intervalli terzo e quarto è probabilmente da attribuirsi, almeno in parte, ad un errato com-

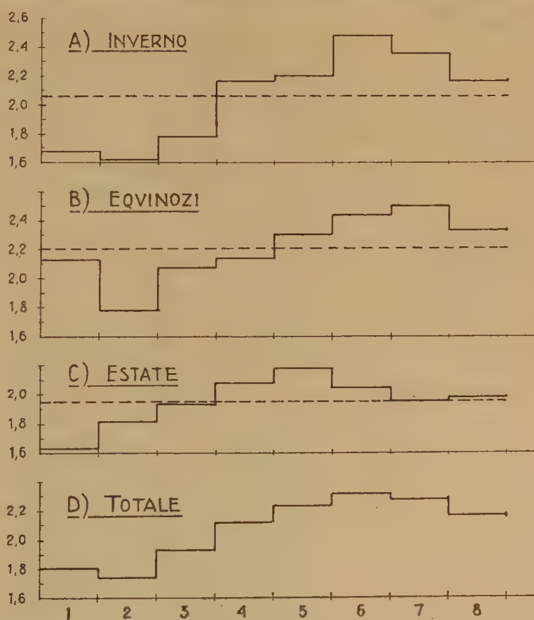


Fig. 2 - Andamento medio diurno degli indici « K » per il 1955.

TABELLA 2

S.S.C. (*Storm Sudden Commencement*).

Gennaio 1955 — 11d 12h 17m; 17d 03h 22m; 27d 08h 51m.

Febbraio 1955 — 23d 06h 25m.

Aprile 1955 — 27d 16h 23m.

Maggio 1955 — 20d 05h 27m; 25d 14h 32m.

Giugno 1955 — 6d 17h 28m; 22d 10h 38m.

Novembre 1955 — 15d 08h 37m; 19d 13h 19m.

P.S.C. (*Polar or Pulsational Sudden Commencement*).

Novembre 1954 — 4d 23h 57m; 6d 00h 18m; 6d 18h 00m; 8d 20h 06m; 9d 15h 33m; 10d 00h 20m; 14d 12h 55m; 17d 23h 10m; 27d 18h 44m.

Dicembre 1954 — 17d 22h 28m; 18d 00h 24m; 20d 21h 50m; 27d 22h 08m.

Gennaio 1955 — 5d 20h 57m; 20d 19h 25m; 29d 20h 30m; 31d 21h 48m.

Febbraio 1955 — 1d 20h 17m; 3d 21h 51m; 10d 19h 31m; 10d 21h 12m; 10d 21h 45m; 12d 21h 22m; 17d 21h 43m; 18d 22h 53m; 18d 23h 24m; 19d 21h 42m; 20d 18h 17m; 20d 23h 59m; 24d 20h 39m; 25d 00h 05m; 25d 00h 45m.

Marzo 1955 — 4d 23h 18m; 5d 20h 41m; 7d 17h 22m; 7d 19h 51m; 12d 02h 48m; 13d 17h 18m; 13d 20h 12m; 16d 20h 21m; 18d 16h 45m; 18d 20h 08m; 20d 23h 00m; 21d 20h 39m.

Aprile 1955 — 1d 21h 02m; 2d 21h 15m; 3d 21h 11m; 4d 22h 01m; 6d 21h 03m; 8d 20h 58m; 9d 22h 07m; 15d 00h 39m; 22d 19h 35m; 22d 20h 52m; 25d 19h 08m.

Maggio 1955 — 1d 19h 59m; 1d 21h 08m; 2d 21h 57m; 6d 22h 26m; 8d 23h 21m; 9d 17h 07m; 9d 23h 54m; 10d 20h 30m; 10d 21h 00m; 11d 20h 44m; 12d 21h 23m; 13d 17h 47m; 13d 18h 08m; 13d 21h 36m; 15d 18h 09m; 17d 23h 45m; 19d 19h 43m; 28d 19h 21m; 31d 18h 15m; 31d 18h 32m; 31d 23h 31m.

Giugno 1955 — 2d 19h 39m; 3d 18h 23m; 3d 19h 08m; 3d 20h 41m; 4d 19h 54m; 4d 20h 26m; 5d 19h 03m; 7d 22h 54m; 7d 23h 28m; 12d 19h 37m; 22d 00h 12m; 23d 18h 55m; 23d 20h 32m; 28d 22h 54m.

Luglio 1955 — 2d 19h 12m; 4d 20h 24m; 12d 00h 27m; 16d 21h 03m; 17d 21h 08m; 20d 20h 11m; 21d 21h 36m; 28d 22h 51m; 29d 20h 03m; 30d 22h 14m.

Agosto 1955 — 2d 20h 54m; 3d 22h 36m; 3d 23h 00m; 4d 17h 37m; 5d 20h 19m; 6d 22h 09m; 19d 19h 57m; 19d 20h 28m; 21d 18h 14m; 22d 21h 07m; 23d 21h 37m.

Settembre 1955 — 1d 18h 51m; 1d 19h 24m; 2d 20h 38m; 3d 19h 29m; 4d 00h 13m; 4d 21h 04m; 6d 18h 29m; 6d 19h 10m; 8d 22h 13m; 8d 22h 50m; 9d 23h 05m; 11d 23h 18m; 12d 23h 05m; 12d 23h 37m; 13d 03h 09m; 14d 21h 10m; 16d 00h 39m; 16d 21h 28m; 19d 23h 49m; 20d 19h 49m; 20d 21h 05m; 20d 21h 23m; 20d 21h 39m; 21d 23h 42m; 22d 00h 23m; 25d 21h 14m; 25d 21h 27m; 26d 20h 37m; 27d 18h 20m; 29d 20h 10m.

Ottobre 1955 — 1d 21h 26m; 1d 21h 43m; 2d 00h 55m; 5d 15h 35m; 5d 19h 22m; 9d 21h 06m; 15d 22h 51m; 21d 21h 20m; 25d 01h 00m; 28d 21h 23m.

Novembre 1955 — 17d 04h 01m; 25d 00h 50m; 26d 23h 47m; 28d 22h 08m.

Dicembre 1955 — 5d 22h 14m; 6d 06h 23m; 25d 19h 39m; 26d 21h 03m.

Tabella 2 (*seguito*)

S.I. (*Sudden Impulses*).

Novembre 1954 — 18d 17h 30m; 19d 04h 48m.
Dicembre 1954 — 7d 07h 53m; 17d 08h 45m.
Gennaio 1955 — 27d 13h 43m.
Febbraio 1955 — 1d 13h 30m; 21d 03h 52m; 28d 07h 22m; 28d 13h 52m.
Aprile 1955 — 24d 12h 11m.
Maggio 1955 — 13d 12h 40m; 16d 03h 35m; 16d 10h 52m; 18d 14h 37m; 23d 15h 11m.
Giugno 1955 — 2d 02h 39m; 2d 23h 02m; 15d 22h 45m; 22d 16h 06m; 22d 21h 33m; 23d 00h 08m; 29d 19h 31m.
Agosto 1955 — 14d 22h 42m.
Ottobre 1955 — 7d 22h 57m.
Dicembre 1955 — 5d 14h 51m.

S.F.E. (*Solar-Flare Effects*).

Novembre 1955 — 12d 11h 27m.
Dicembre 1955 — 3d 11h 04m.

Principali tempeste magnetiche

DATA			Inizio h	m	Durata h	Ranges D (')	H (γ)	Z (γ)
31	Ottobre	1954	(04	00)	92	12	100	12
17	Dicembre	1954	04	00	45	6	70	9
11	Gennaio	1955	12	17	15	9	45	9
17	»	»	03	22	72	16	160	37
27	»	»	08	51	20	9	79	23
4	Febbraio	1955	03	30	140	8	75	24
11	»	»	12	00	57	8	78	19
23	»	»	06	25	72	(9)	(80)	(37)
27	»	»	22	00	26	7	78	22
9	Marzo	1955	09	30	60	13	95	45
22	»	»	07	00	40	14	180	73
30	»	»	08	00	45 ca.	10	118	30
24	Aprile	1955	04	30	21	11	94	38
27	»	»	16	23	80 ca.	18	106	32
5	Maggio	1955	14	ca.	82	13,5	95	36
25	»	»	14	32	82	13	170	30
6	Giugno	1955	17	28	54	10	90	30
22	»	»	10	38	81	11,5	80	30
29	Settembre	1955	15	00 ca.	35	10,5	80	20
25	Ottobre	1955	00	ca.	48 ca.	15	160 ca.	—
19	Novembre	1955	13	19	35	20	> 200	—

Tabella 3

(n: numero di interv.; S: somma dei K; M: media)

		1	2	3	4	5	6	7	8
Gennaio	n	29	29	29	28	28	29	29	29
$\overline{K} = 2,00$	S	50	44	44	50	63	71	70	67
	M	1,72	1,52	1,52	1,79	2,25	2,45	2,41	2,31
Febbraio	n	28	28	27	28	28	28	28	28
$\overline{K} = 2,17$	S	56	52	50	67	68	60	72	60
	M	2,00	1,86	1,85	2,39	2,43	2,14	2,57	2,14
Marzo	n	31	31	30	31	31	31	31	31
$\overline{K} = 2,39$	S	76	50	64	66	74	86	93	82
	M	2,45	1,61	2,13	2,13	2,39	2,77	3,00	2,65
Aprile	n	30	30	30	30	30	30	30	30
$\overline{K} = 2,25$	S	63	60	56	62	76	62	80	82
	M	2,10	2,00	1,87	2,07	2,53	2,07	2,67	2,73
Maggio	n	31	31	31	30	30	31	31	31
$\overline{K} = 1,93$	S	52	57	54	57	65	65	61	63
	M	1,68	1,84	1,74	1,90	2,17	2,10	1,97	2,03
Giugno	n	30	30	30	30	30	30	30	30
$\overline{K} = 2,02$	S	45	56	62	66	66	70	62	59
	M	1,50	1,87	2,07	2,20	2,20	2,33	2,07	1,97
Luglio	n	30	29	29	31	31	31	31	31
$\overline{K} = 1,96$	S	54	54	64	62	67	60	57	58
	M	1,80	1,86	2,21	2,00	2,16	1,94	1,84	1,87
Agosto	n	29	29	26	29	30	31	29	29
$\overline{K} = 1,90$	S	44	50	44	64	66	56	57	59
	M	1,52	1,72	1,69	2,21	2,20	1,80	1,97	2,03
Settembre	n	29	28	27	30	30	30	30	29
$\overline{K} = 2,22$	S	67	58	65	67	66	71	66	57
	M	2,31	2,07	2,40	2,23	2,20	2,37	2,20	1,97
Ottobre	n	29	29	25	28	30	31	30	29
$\overline{K} = 1,97$	S	47	42	47	60	62	77	64	56
	M	1,62	1,45	1,88	2,14	2,07	2,48	2,13	1,93
Novembre	n	26	26	26	28	28	27	27	26
$\overline{K} = 2,17$	S	46	41	53	68	56	74	65	61
	M	1,77	1,58	2,04	2,43	2,00	2,74	2,40	2,34
Dicembre	n	29	29	28	31	31	31	31	30
$\overline{K} = 1,92$	S	36	45	49	63	66	80	64	57
	M	1,24	1,55	1,75	2,03	2,13	2,58	2,06	1,90
Inverno (NDGF)	n	112	112	110	115	115	115	115	113
$\overline{K} = 2,06$	S	188	182	196	248	253	285	271	245
	M	1,68	1,62	1,78	2,16	2,20	2,48	2,36	2,17
Equinozi (MASO)	n	119	118	112	119	121	122	121	119
$\overline{K} = 2,21$	S	253	210	232	255	278	296	303	277
	M	2,13	1,78	2,07	2,14	2,30	2,43	2,50	2,33
Estate (MGLA)	n	120	119	116	120	121	123	121	121
$\overline{K} = 1,95$	S	195	217	224	249	264	251	237	239
	M	1,63	1,82	1,93	2,08	2,18	2,04	1,96	1,98
Totale	n	351	349	338	354	357	360	357	353
	S	636	609	652	752	795	832	811	761
	M	1,81	1,74	1,93	2,12	2,23	2,31	2,27	2,16

puto dell'indice, sia a causa delle già citate difficoltà di individuazione del tipo di variazione S_q per H, sia per la variabilità da giorno a giorno dell'ampiezza della S_q stessa in questi intervalli ([6]). È facile riconoscere che l'eventuale aumento degli indici 2 dovuto alle cause anzidette andrebbe a scapito della frequenza dei due indici inferiori 0 e 1.

« *Range-volumes* ». — Un criterio che rappresenta con efficacia le caratteristiche locali delle perturbazioni magnetiche è quello che consiste nel determinare per un dato indice « K » i valori medi degli scostamenti R per ciascuna componente H, D, Z e nel costruire un parallelepipedo (« *range-volume* ») i cui spigoli sono proporzionali a questi valori medi ([5]).

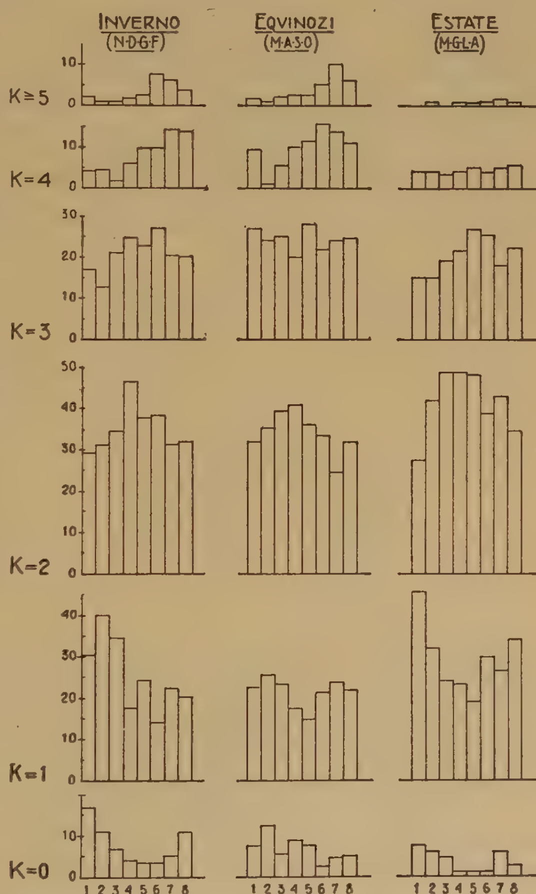


Fig. 3 - Frequenza percentuale degli indici « K ».

Nei *range-volumes* ciò che ha interesse è il rapporto fra le misure degli spigoli, ossia la forma del parallelepipedo; il confronto dei *range-volumes* dei diversi osservatori consente di mettere in rilievo, oltre alla distribuzione geografica della intensità delle perturbazioni, anche l'influenza delle caratteristiche di conducibilità elettrica del substrato profondo dell'Osservatorio ([5, 7]).

Sono stati calcolati i *range-volumes* di Gibilmanna per gli indici $K = 4$ e $K = 5$.

Il *range-volume* per $K = 5$ è calcolato per 37 intervalli con indice 5 compresi nel periodo dal 1° Novembre 1954 al 26 Settembre 1955; quello per $K = 4$ si riferisce invece a 106 intervalli.

È da notare che mentre gli indici $K = 5$ sopra considerati sono stati scelti indipendentemente da una loro corrispondenza con i K_p (« *indici planetari* ») (2), gli indici $K = 4$ sono stati scelti in modo tale che la maggior parte di essi (76 su 106) corrispondesse agli indici planetari $K_p = 4-, 4_o, 4+$; tuttavia non tutti gli indici $K = 4$ forniti da Gibilmanna sono stati considerati in questa analisi e la ragione di ciò verrà esposta più avanti.

Nella fig. 4 sono riportati in alto (A, B) i *range-volumes* di Gibilmanna per $K = 4$ e $K = 5$. Nella tab. n. 4 sono riportati i valori dei rapporti fra le componenti del campo nei due casi a Gibilmanna.

TABELLA 4

	H/Z	D/Z	H/D
Gi A	5.7	4.2	1.4
Gi B	6.0	4.3	1.4
Tu	7.4	7.4	1.0
Wa	1.3	1.2	1.0

Per quanto riguarda Gibilmanna, dai risultati si deduce che le tre componenti sono perturbate pressoché nelle stesse proporzioni nei due gradi di perturbazione considerati ($K = 4$ e $K = 5$).

Risulta ora utile un confronto con i *range-volumes* di due Osservatori Magnetici aventi latitudine geomagnetica vicina a quella di Gibilmanna: Tucson nell'Arizona ($\Phi = 40°4$) e Watheroo in Australia ($\Phi = -41°,8$).

Per essi sono stati già calcolati da Bartels e collab. i *range-volumes* per l'indice $K = 5$ relativi all'anno 1938 e pubblicati nella nota (5) già citata (pag. 420).

Nella fig. 4 sono rappresentati anche i *range-volumes* dei due Osservatori; i rapporti tra le componenti sono dati nella tab. 4.

La notevole differenza nella componente Z fra Tucson e Watheroo è stata attribuita alle diverse caratteristiche del sottosuolo delle due

regioni [5, 7]. Infatti, data la latitudine magnetica dei due osservatori, le perturbazioni magnetiche sono ivi prodotte non dalla corrente ionosferica concentrata della zona aurorale ma dalle « correnti di ritorno » delle medie e basse latitudini [6, 8]; queste, potendosi considerare, per un determinato osservatorio, come correnti omogeneamen-

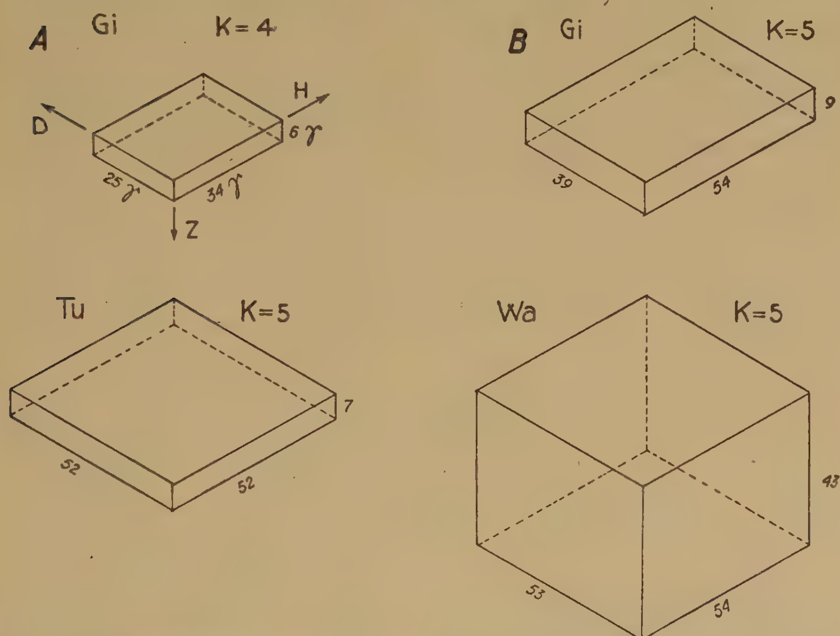


Fig. 4 - « Range-volumes » di Gibilmanna ($K = 4$, $K = 5$) Tucson e Watheroo ($K = 5$).

te distribuite su un piano, dovrebbero produrre un effetto sulla componente *Z* notevolmente minore che nelle componenti orizzontali *H* e *D*. Si nota invece che mentre a Tucson ciò si verifica, a Watheroo la componente verticale ha un valore non molto diverso dai valori di *H* e *D*; d'altra parte il valore della *Z* di Tucson è sensibilmente inferiore ai valori trovati in osservatori a latitudini magnetiche inferiori come Honolulu e Huancayo. Ciò ha condotto Bartels a supporre, anche in base a risultati sulle correnti telluriche, che il sottosuolo di Tucson, fino a notevole profondità, deve avere una conducibilità elettrica elevata e senza inomogeneità in un cerchio di raggio di circa 200 km. attorno all'Osservatorio.

Per analoghe considerazioni è da ritenere che l'elevato valore della *Z* a Watheroo sia da considerarsi piuttosto anomalo e probabilmente è da attribuirsi a inomogeneità locali della conducibilità degli strati profondi.

Il *range-volume* di Gibilmanna si avvicina notevolmente a quello di Tucson salvo una minore intensità della *D* rispetto alla *H*; con considerazioni simili alle precedenti dovrebbe dedursi un valore elevato della conducibilità nel substrato profondo nella regione del Tirreno Meridionale e della Sicilia.

Tuttavia non si può ancora affermare che il *range-volume* non sia invece da attribuirsi alla struttura del sistema di correnti ionosfe-

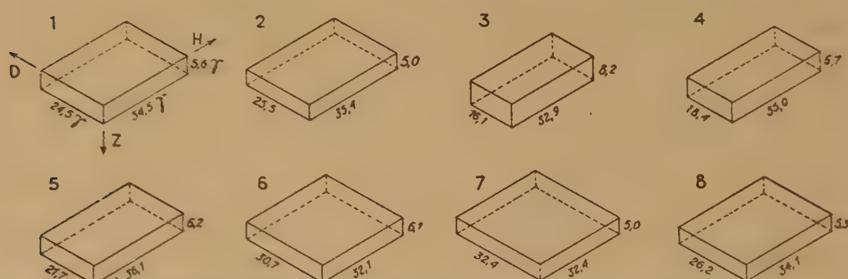


Fig. 5 - Andamento diurno dei « range-volumes » di Gibilmanna (per K = 4)

riche; ciò potrebbe essere accertato solo mediante un confronto di dati analoghi di altri osservatori, in particolare di quelli in prossimità del bacino Mediterraneo come per es. l'Osservatorio dell'Ebro, Tamanrasset, Kandilli, etc.

Si può notare che un tale genere di studi potrebbe fornire un importante contributo alla conoscenza della geologia profonda del Mediterraneo, rivelatasi particolarmente interessante alla luce di alcuni recenti risultati di ricerche sismologiche ([9, 10]). A tale riguardo riteniamo opportuno accennare che abbiamo già notato una diversità di comportamento della componente *Z* di alcune perturbazioni (baie e variazioni rapide) in tre stazioni magnetiche italiane: Asiago (Italia Settentrionale), Corinaldo (Italia Centrale) e Gibilmanna (Sicilia); speriamo, mediante un opportuno raffittimento di osservazioni, eseguite con stazioni registratrici temporanee, di poter studiare il fenomeno, che merita particolare attenzione come è dimostrato da analoghe ricerche condotte in Germania ([11]) ed in Giappone ([12]).

Andamento diurno dei « range-volumes ». — Si è cercata una variazione dei *range-volumes* nel corso delle 24 ore. Per tale scopo non si è avuta la possibilità di utilizzare gli indici $K = 5$, per il fatto che essi erano poco numerosi e non uniformemente distribuiti negli otto intervalli. Sono stati scelti perciò gli indici $K = 4$; la scelta è stata fatta in modo da ottenere la maggiore coincidenza possibile con i Kp e nello stesso tempo una distribuzione per quanto possibile uniforme negli otto intervalli; naturalmente, così facendo, sono stati tralasciati molti valori appartenenti agli intervalli serali, in cui gli indici $K = 4$ sono più abbondanti. Malgrado ciò non si è potuto evitare che il secondo ed il terzo intervallo comprendessero un numero inferiore di valori (solo otto terne), mentre gli altri sei ne comprendono quindici ciascuno.

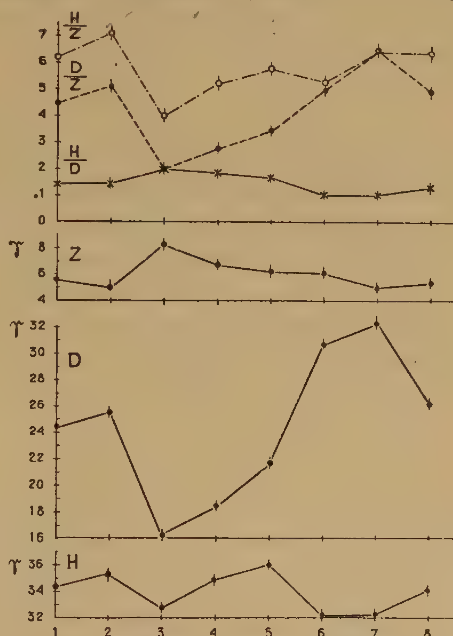


Fig. 6 - Andamento medio diurno dei « ranges » di H, D e Z e dei rapporti H/Z, D/Z, H/D per K = 4.

I risultati vengono riportati nelle figg. 5, 6 e nella tabella 5.

Da esse risulta chiara l'esistenza di una variazione diurna dei *range-volumes* specialmente per quanto riguarda la intensità della *D*. Questa presenta infatti uno spiccato andamento diurno con un minimo nel terzo intervallo ed un massimo nel settimo. Si ha così una rappresentazione quantitativa di ciò che l'esperienza acquisita nel computo degli indici *K* ci aveva già indicato qualitativamente e cioè: *a*) gli indici *K* sono determinati in grande maggioranza dalle perturbazioni di *H*; *b*) nelle ore serali essi vengono spesso determinati, invece, dalle variazioni della *D*.

La *H* presenta delle oscillazioni non molto accentuate che risentono probabilmente della scelta dei dati; pertanto non si può affermare con certezza, per es. la reale esistenza della diminuzione della *H* in corrispondenza del massimo della *D*.

TABELLA 5

Intervallo Triorario	H (γ)	D (γ)	Z (γ)	$\frac{H}{Z}$	$\frac{D}{Z}$	$\frac{H}{D}$
1	34,5	24,5	5,6	6,2	4,4	1,4
2	35,4	25,5	5,0	7,1	5,1	1,4
3	32,9	16,1	8,2	4,0	2,0	2,0
4	35,0	18,4	6,7	5,2	2,7	1,9
5	36,1	21,7	6,2	5,8	3,5	1,7
6	32,1	30,7	6,1	5,3	5,0	1,0
7	32,4	32,4	5,0	6,5	6,5	1,0
8	34,1	26,2	5,3	6,4	4,9	1,3

Il leggero aumento della Z nel terzo e quarto intervallo, che risulta evidente nella rappresentazione grafica dei *range-volumes* della fig. 5, è con tutta probabilità da ritenersi soltanto apparente. Infatti, verificandosi in quegli intervalli la massima variazione della S_q, si verificano anche le più forti differenze dalla curva media, a causa della già citata variabilità da giorno a giorno della S_q stessa, e quindi gli R misurati con riferimento a quella curva risentono anche di variazioni non K (« *non K variations* » [5]).

Per poter mettere in relazione l'andamento diurno dei *range-volumes* con il sistema di correnti ionosferiche connesse con le perturbazioni magnetiche, occorrerebbe meglio analizzare il tipo di perturbazione cui i singoli indici K si riferiscono; ci appare pertanto opportuna la vecchia proposta di Bartels (4) di distinguere il normale indice K con un secondo indice (K_2) che rappresenti il tipo di perturbazione.

Roma — Istituto Nazionale di Geofisica — Marzo 1956.

RIASSUNTO

Si riportano gli indici « K » per il 1955 dell'Osservatorio di Gibilmanna in Sicilia.

Vengono illustrate alcune particolarità interessanti dell'andamento medio annuale e dell'andamento medio diurno dei « K » nei tre gruppi di mesi NDGF (inverno), MASO (equinozi), MGLA (estate). Per quanto riguarda l'andamento annuale si è notata la tendenza all'aumento intorno agli equinozi.

Nei riguardi dell'andamento diurno è risultata evidente la accentuazione delle perturbazioni nelle ore pomeridiane e serali caratteristica della regione europea.

Inoltre si è trovato che: a) l'ampiezza della variazione diurna

degli indici « K » in inverno è maggiore che in estate; b) il massimo estivo anticipa rispetto a quello invernale e degli equinozi. È stata analizzata poi la distribuzione dei singoli indici « K », nei diversi intervalli e per i tre gruppi di mesi, calcolandone la rispettiva frequenza; è apparsa evidente una maggiore frequenza degli indici K $\geq$ 4 *nelle ore pomeridiane e serali.*

Viene quindi fatto il confronto fra i range-volumes *di Gibilmanna, Tucson e Watheroo situati alla medesima latitudine geomagnetica.*

I rapporti tra le intensità delle componenti orizzontali rispetto alla verticale trovati per Gibilmanna si avvicinano notevolmente a quelli trovati da Bartels per Tucson. Viene discusso questo risultato anche in rapporto ad una eventuale influenza delle caratteristiche di conducibilità elettrica del substrato profondo dell'Osservatorio.

Si è studiata infine la variazione dei « range-volumes » per K = 4 *nel corso delle 24 ore; è risultata chiara la esistenza di una variazione diurna specialmente per quanto riguarda la intensità della* D *che presenta un minimo nel terzo intervallo (6^h-9^h G.M.T.) ed un massimo nel settimo (18^h-21^h).*

SUMMARY

« K » indices 1955 of Gibilmanna Observatory (Sicily) are given. Some interesting features of the mean annual behaviour and of the mean diurnal variation of « K » indices for the groups of four months NDJF (winter), MASO (equinoxes), MJJA (summer) are described.

In so far as the annual behaviour is concerned, the equinoxial growth has been noted, while in the diurnal variation the rise of disturbances in afternoon and evening hours, caracteristic of the european region, has been pointed out.

Moreover it is found: i) the amplitude of the diurnal variation of « K » indices in winter is greater than in summer; ii) the summer maximum occurs before winter and equinoxial maxima.

The frequency of each « K » indices in each interval for the three groups of months (NDJF), (MASO), (MJJA) has been calculated; greater values of the frequency for K $\geq$ 4 *in the afternoon and evening have been found.*

Range-volumes of Gibilmanna, Tucson and Watheroo at the same geomagnetic latitude are compared. The ratios of horizontal to ver-

tical component of Gibilmanna are very similar to those of Tucson as calculated by Bartels and coworkers. This result is discussed also with reference to an eventual influence of the electric conductivity of deep layers.

Finally the changes of « range-volumes » for K = 4 *during the day have been studied and a clear diurnal variation has been found, specially for the* D *component, which shows its minimum and maximum in 3th and 7th interval respectively.*

BIBLIOGRAFIA

(1) M. Giorgi - E. Medi - F. Molina, *Rilievo magnetico della Sicilia Centro-Settentrionale.* Annali di Geofisica, vol. VIII, n. 1, 1954 (23-58).

(2) Bartels J. and Veldkamp J., *Geomagnetic indices K and C, 1954.* IAGA Bulletin n. 12i, 1955.

(3) M. Giorgi e F. Molina, *La variazione* S_q *all'Osservatorio di Gibilmanna.* Annali di Geofisica, vol. IX, 1956.

(4) J. Bartels, *Potsdamer erdmagnetische Kennziffern.* Zeitschrift für Geophysik, 14, 1938 (68-77).

(5) J. Bartels - N. H. Heck and H. F. Johnston, *The three-hour-range index measuring geomagnetic activity.* Terr. Magn. n. 44, 1939 (411-454).

(6) S. Chapman and J. Bartels, *Geomagnetism.* P. 234 e seg., Oxford, 1940.

(7) J. Bartels, *Erdmagnetisch erschliessbare lokale Inhomogenitäten der elektrischen Leitfähigkeit im Untergrund.* Nachr. Ak. Wiss. Göttingen, II^a^ Math. - Phys. - Chem. Abt. n. 5, 1954 (95-100).

(8) H. C. Silsbee and E. H. Vestine, *Geomagnetic bays, their frequency and current-systems.* Terr. Magn. vol. 47, 1942, (125-208).

(9) P. E. Valle, *Sulla struttura della crosta terrestre nel Mediterraneo Centro-Occidentale e nell'Adriatico.* Annali di Geofisica, vol. IV, n. 3, 1951 (399-410).

(10) P. Caloi e M. Giorgi, *Studio del terremoto delle isole Lipari del 13 aprile 1938.* Annali di Geofisica, vol. IV, n. 1, 1951 (9-26).

(11) U. Fleischer, *Ein Erdstrom im tieferen Untergrund Norddeutschlands während erdmagnetischer Baystörungen.* Naturwissenschaften, Heft 5, J. 41, 1954 (114-115).

(12) T. Rikitake - I. Yokoyama and Y. Hishiyama, *The anomalous behaviour of geomagnetic variations of short period in Japan and its relation to the subterranean structure.* Bull. Earth. Res. Inst. Tokyo University 30, 1952, 207; 31, 1953, 19, 89, 101, 119.

L'EFFETTO DI PARETE NELLE CAMERE DI IONIZZAZIONE

PIO VITTOZZI

Una delle più discusse correzioni da applicarsi nelle misure di radioattività mediante le camere di ionizzazione, è il così detto « effetto di parete ». Esso consiste nel fatto che una particella α emessa ad una distanza dalla parete della camera inferiore al « range », non può utilizzare tutto il suo percorso agli effetti della ionizzazione, entro un determinato angolo solido, dipendente dalla forma geometrica della parete e dalla distanza da essa a cui è stata emessa.

Per camere cilindriche non piccole fu proposta (1) da Duane e Laborde (2), nel caso di presenza nella camera di sola emanazione di Ra, ossia all'istante iniziale della misura, la seguente formula empirica:

$$J = K \left(1 - 0{,}517 \frac{0}{V}\right) \qquad [1]$$

in cui: J è la radioattività misurata;

K è il valore effettivo della radioattività;

O è la superficie della camera di ionizzazione;

V è il volume della camera.

Il Deij (3) affrontò la trattazione teorica dell'argomento, ma, date le enormi difficoltà analitiche, si accontentò di trattare il caso di una parete piana estendendo i risultati al caso di parete cilindrica, il che può farsi in buona approssimazione, solo quando il raggio della superficie cilindrica è sufficientemente grande nei confronti del range.

Egli pervenne alla formula:

$$J = \lambda n K \left\{ 1 - \frac{1}{2} \cdot \frac{R}{\rho} \cdot \frac{1}{K} \int_0^R \frac{r}{R} \Phi(r)\, dr + \right. \qquad [2]$$

$$\left. + \frac{1}{6} \cdot \frac{R^2}{\rho^2} \cdot \frac{1}{K} \int_0^R \frac{r^2}{R^2} \Phi(r)\, dr \right\}$$

nella quale:

λ è la costante di disintegrazione radioattiva della sostanza considerata presente nella camera;

n è il numero di atomi radioattivi per cm^3;

$$K = \int_0^R \Phi(r)\, dr;$$

R è il « range » di una particella α nell'aria;

ρ è il raggio del cilindro;

$\Phi(r)$ è il numero di coppie di ioni che viene generato lungo il percorso ad una distanza r dal punto di emissione della particella.

Com'è noto la $\Phi(r)$, chiamata pure curva di ionizzazione o curva di Bragg, è stata dedotta sperimentalmente da diversi Autori, tra i quali G. H. Henderson (4) e I. Curie & F. Behaunek (5) e pertanto, non essendo nota l'espressione analitica di essa, il Deij eseguiva graficamente gli integrali che figurano nella [2].

Essendo questo lo stato delle ricerche ho dedotto la formula teorica esatta per il calcolo dell'effetto di parete sia nel caso piano che nel caso cilindrico. Ho sviluppato inoltre il procedimento di calcolo nel caso di una piccola camera di ionizzazione, alla quale quindi non sarebbero applicabili le due suaccennate formule [1] e [2]. Precisamente ho preso in considerazione la camera di ionizzazione annessa all'apparecchio dello Schmidt (raggio cm 4; altezza cm 6,5), col quale il Prof. Imbò ha eseguito numerose ricerche di radioattività delle varie sorgenti dell'Isola d'Ischia (6), (7), (8) e (9).

Si è presa innanzi tutto in considerazione la $\Phi(r)$ allo scopo di tentarne una rappresentazione analitica. Si è scelta la curva sperimentale ottenuta da I. Curie per il RaC'. Com'è noto infatti, per ottenere quella relativa al Rn, si può far uso della parte finale della curva RaC'. Non è stato agevole rappresentare la $\Phi(r)$ analiticamente con una funzione unica in tutto il range; si sono dovuti perciò considerare quattro distinti intervalli, nei quali la funzione è stata rappresentata con sufficiente fedeltà rispettivamente da una parabola quadratica, da una esponenziale, da una somma di esponenziali, da una retta.

Omettendo i complessi sviluppi analitici, si è pervenuti alle seguenti formule per il calcolo dell'effetto di parete.

Nel caso di parete cilindrica:

$$I_m = I \left\{ 1 - \frac{N}{2\pi R^2 A} \int_{R-a}^{R} \int_0^{\vartheta^*} \int_0^{\varphi^*} \int_{r^*}^{a} \sigma \cdot \cos\vartheta \cdot \Phi(r) \cdot dr \cdot d\sigma \cdot d\vartheta \cdot d\varphi \right\} \qquad [3]$$

in cui:

$\Phi\ (r)$ conserva il significato già precisato sopra;

I_m = radioattività misurata all'istante iniziale;

I = radioattività effettiva;

N = numero totale di coppie di ioni generate da una particella α che esaurisce il suo percorso nell'aria;

R = raggio del cilindro;

$$A = \int_0^R \Phi(r)\, dr\, ;$$

a = range della particella α nell'aria;

$$\vartheta^* = arccos \frac{R - \sigma}{a}\, ;$$

σ = distanza del punto di emissione della particella α dall'asse del cilindro;

$$\varphi^* = \arccos \frac{R^2 - \sigma^2 - a^2 \cos^2 \vartheta}{2\, \sigma\, a \cos \vartheta}$$

Nel caso di parete piana:

$$I_m = I \left\{ 1 - \frac{N}{2\, A\, h} \int_0^a \int_\tau^a \frac{\tau\, \psi(r)}{r^2}\, dr \cdot d\tau \right\} \qquad [4]$$

in cui, oltre i simboli già noti nel caso cilindrico,

τ = distanza del punto di emissione della particella α dal piano;

$$\psi(r) = \int_r^a \Phi(r)\, dr\, ;$$

h = distanza massima dal piano alla quale si estende l'emissione delle particelle α.

Si sono poi confrontate le due formule già note con quelle dedotte e si sono avuti, per la camera di ionizzazione annessa allo Schmidt, di cui è cenno più sopra (R = cm 4, altezza 1 = cm 6,5), i seguenti risultati:

A) — In base alle formule teoriche dedotte:

$$I = 1{,}63\ I_m\ ;$$

B) — In base alla formula empirica del Duane, valida per camere non troppo piccole:

$$I = 1{,}72\ I_{m} \ ;$$

C) — In base alla formula del Deij che assimila la parete cilindrica a parete piana e quindi valida per camere di dimensioni sufficientemente grandi nei confronti del range:

$$I = 1{,}26\ I_{m} \ .$$

È ovvio che il metodo accennato è suscettibile di sviluppo ed estensione. A parte infatti la laboriosità dei calcoli, si potrebbe determinare l'andamento della correzione per l'effetto di parete, al variare del rapporto $\frac{l}{R}$ o anche, come nella formula del Duane, al variare del rapporto $\frac{O}{V}$ e una volta ottenuto il detto andamento, col metodo dei minimi quadrati, determinare l'espressione analitica della funzione che meglio rispecchi il detto andamento.

Si perverrebbe in tal modo ad una formula che consentirebbe di dedurre l'effetto di parete, note le dimensioni della camera di ionizzazione, analoga a quella del Duane, ma dedotta teoricamente e valida per camere di piccole dimensioni.

Napoli — Istituto di Fisica Terrestre dell'Università — Novembre 1955.

RIASSUNTO

Vengono dedotte le formule teoriche per il calcolo dell'effetto di parete nelle camere di ionizzazione per la misura della radioattività, prendendo in considerazione sia il caso della parete piana che il caso della parete cilindrica.

Si applicano le formule dedotte al calcolo dell'effetto di parete nella camera di ionizzazione annessa all'apparecchio dello SCHMIDT, *alla quale, essendo di piccole dimensioni nei confronti del* r a n g e *della particella* α, *non sono applicabili le formule già note del* DUANE *(empirica) e del* DEIJ *(approssimata), e si confrontano i risultati che si ottengono con le tre formule.*

Si accenna all'estensione del metodo applicato allo scopo di pervenire ad una relazione analitica che consenta di dedurre l'effetto di parete, note le dimensioni della camera.

SUMMARY

The theoretical formulae for the wall effect in the ionization chambers for radioactivity measurements are deduced, taking into consideration both the case of a flat wall and of a cylindrical wall.

These formulae are applied to the calculation of the wall effect in the ionisation chamber connected to the Schmidt apparatus; the known formulae by Duane (empirical) and by Deij (approximated) are in fact not applicable in this case, since the dimensions of the chamber are small compared to the α particle range.

The results obtained by the application of the three formulae are compared.

Mention is made of the extension of the method for establishing an analytical relation which allows to deduce the wall effect when the dimensions of the chamber are known.

BIBLIOGRAFIA

(1) Israël H., *Radioaktivität.* I, Johann Abrosius Bart, Verlag, Leipzig, 1940, pag. 65.

(2) Duane W. & Laborde A., C. R. 150, 1421, 1910; Journ. de Phys. 4, 605, 1905.

(3) Deij L. J. L., *Metingen van het radongehalte in de atmosfeer.* Tesi di laurea Università di Amsterdam, A. W. Sijthoff's Uitgeversmaatschappij N. V., Leiden, 1939.

(4) Henderson G. H., *The Range and Ionization of the α Particles from Radium C and Thorium C.* Philos. Mag., Vol. XLII S. VI, 1921, pag. 538.

(5) Curie I. & Behounek F., *Etude de la courbe de Bragg relative aux rayons du Radium C.* Le Journ. de Phys. et le Radium, S. VI, T. VII, 1926, pag. 125.

(6) Imbò G., *Saggio radiometrico in Lacco Ameno (Isola d'Ischia).* La ric. Scientif. A. X, n. 10, 1939, pag. 936.

(7) Imbò G., *Misure della radioattività di alcune acque dell'Isola d'Ischia.* Ibidem, A. X, n. 6, 1939, pag. 546.

(8) Imbò G., *Ulteriori misure di radioattività delle acque di Lacco Ameno e di Cetaro.* Ibidem, A. X, n. 11, 1939.

(9) Imbò G., *Ricerche geofisiche alle Grotte di Pertosa.* Rend. Acc. Sc. Fis. e Mat., Napoli, S. IV, Vol. X, 1939-40.

(10) Rossi B. B. & Staub H. H., *Ionization chambers and counters.* McGraw-Hill book Company, Inc., New York, 1949.

STUDIO DI UN MOVIMENTO SISMICO DEL BASSO TIRRENO, ORIGINANTE ALLA PROFONDITÀ DI 265 KM.

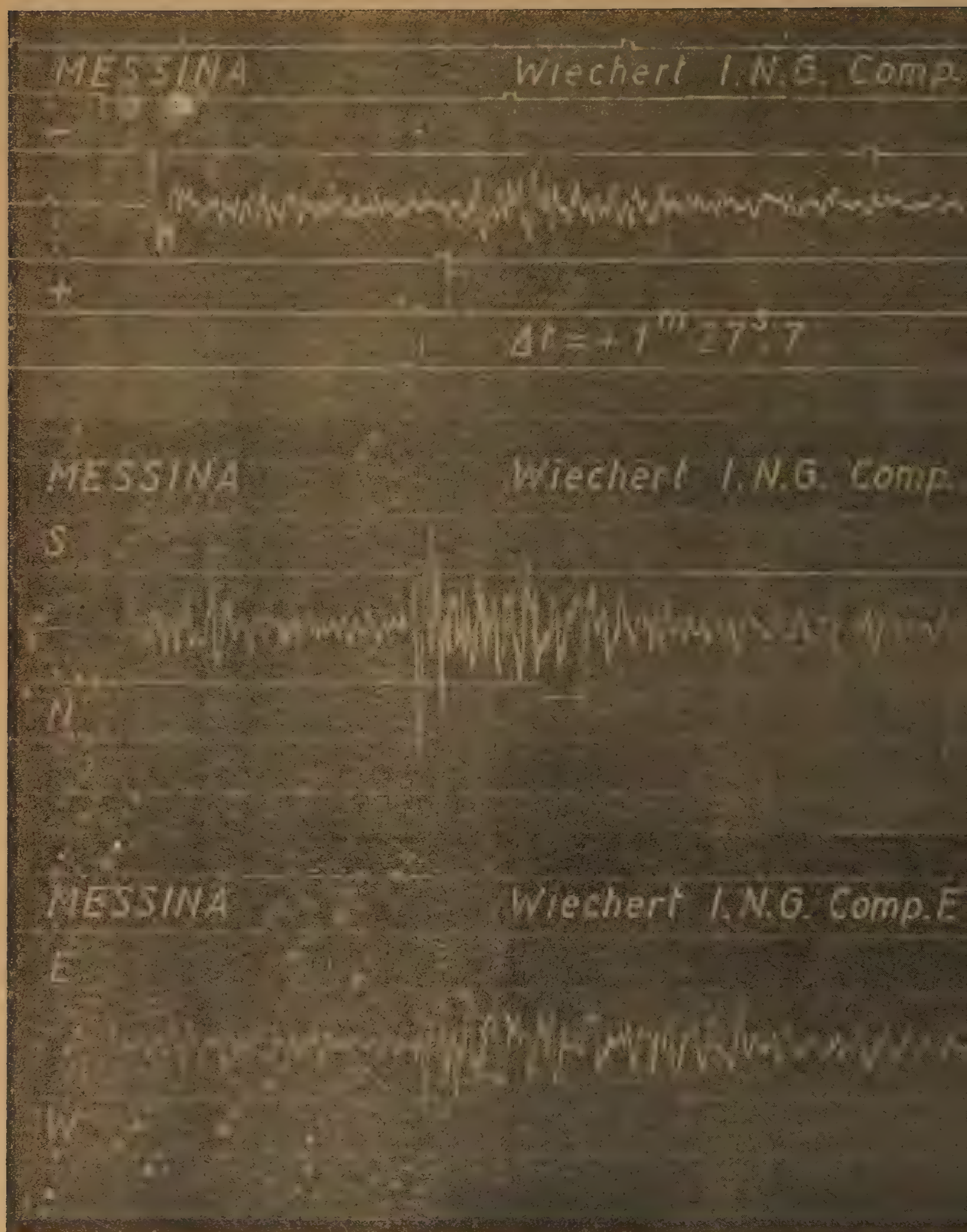
Antonino Girlanda

Premessa. — Gli studi microsismici condotti sul terremoto delle isole Lipari del 13 aprile 1938, sebbene siano concordi nell'attribuire all'ipocentro una profondità di circa 300 km, valore eccezionale e fino allora insospettato nella zona del Mediterraneo centro-occidentale [1], hanno condotto a risultati discordanti in relazione alla velocità di propagazione delle onde sismiche in corrispondenza del basso Tirreno. Le determinazioni delle coordinate spazio-temporali, eseguite dai vari Centri sismologici e da diversi autori, conducono a risultati assai discordanti. Le determinazioni del B.C.I.S., della J.S.A., di Pasadena, e, in modo particolare, una seconda determinazione di Demetrescu, condotta sui dati di 45 stazioni, portano a conclusioni che contrastano nettamente con i dati forniti dalle stazioni più vicine all'epicentro. Secondo gli ultimi risultati di Demetrescu, tali stazioni avrebbero registrato l'onda *P* con un anticipo eccezionale, anticipo che risulterebbe di 12^s per Trenta e Pompei, di 11^s per Taranto e Bari, di 9^s per Napoli.

Analoghe osservazioni sono state fatte in uno studio dedicato ad un altro terremoto del basso Tirreno [2], avvenuto il 16 marzo 1941 ($\lambda = 12° \, 07' \, 23''$ *E.*, $\varphi = 38° \, 26' \, 19''$ *N.*, $h = 85$ km), nel quale è stato messo in evidenza un anticipo nei tempi di arrivo delle onde di dilatazione e di distorsione nelle stazioni più vicine all'epicentro, tale da non potersi attribuire ad eventuali errori d'osservazione.

Tali risultati fanno naturalmente sospettare l'esistenza nella zona, che d'altra parte si presenta notevolmente anomala sia dal punto di vista geologico che geodetico, di una grande anomalia nella velocità di propagazione delle onde sismiche che troverebbe la sua giustificazione, in parte nella natura vulcanica della zona [3], in parte nella sottigliezza dello strato superficiale del « granito » che, in tale zona, sembra pressoché mancante [4, 5].

La scarsezza di dati sufficientemente attendibili, dovuta al difetto di stazioni efficienti vicine ad una zona che si presenta di così vivo



MESSINA
Wiechert I.N.G. Comp.
MESSINA
Wiechert I.N.G. Comp.
S
N
MESSINA
Wiechert I.N.G. Comp.E
E
W

Fig. 1

interesse anche dal punto di vista sismico, ha finora indotto ad attribuire ai risultati sopra accennati un carattere non definitivo. È pertanto giustificato lo scopo della presente ricerca dedicata ad un altro terremoto profondo avvenuto al largo delle isole Lipari il 26 dicembre

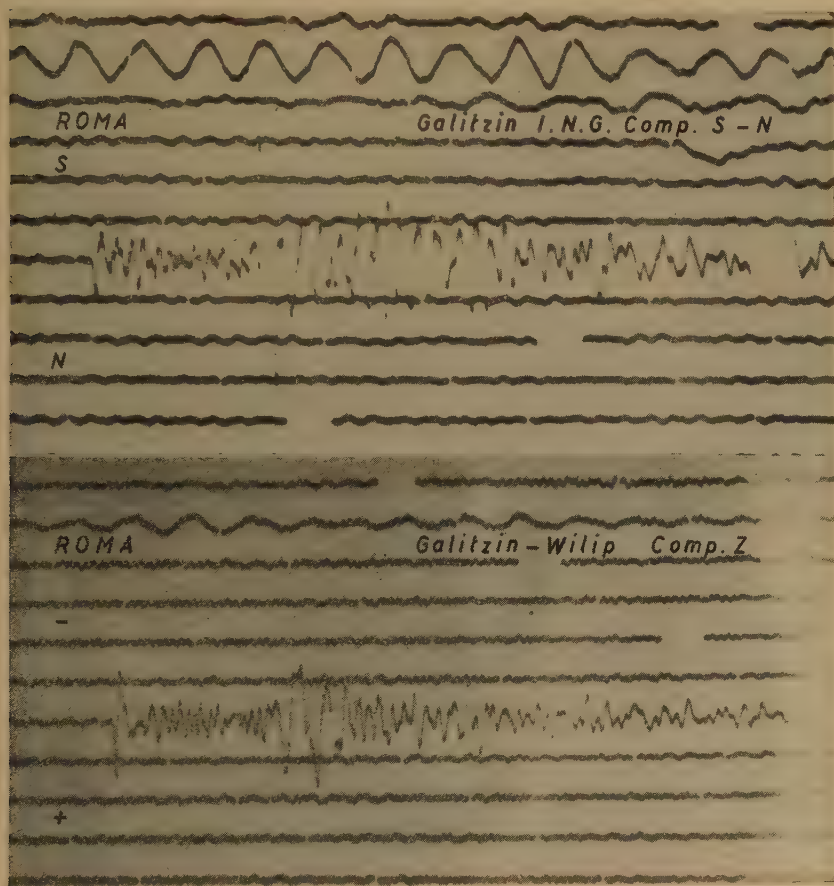


Fig. 2

1952, epoca in cui erano già in efficienza le stazioni sismiche di Reggio Calabria e di Messina.

Coordinate ipocentrali e tempo origine. — Per una prima determinazione della longitudine e della latitudine mi sono servito di un metodo di Galitzin, che non richiede la conoscenza preliminare della profondità ipocentrale e della relativa dromocrona. Tale metodo è stato adoperato con buon successo da vari ricercatori e, per la prima

volta in Italia, da Caloi e Giorgi ([6]), in un lavoro dedicato alla revisione delle coordinate ipocentrali del già citato terremoto delle isole Lipari del 13 aprile 1938, i quali hanno dato al metodo gli sviluppi analitici necessari per le applicazioni pratiche. L'utilizzazione del metodo richiede la possibilità di potere scegliere coppie di stazioni tali

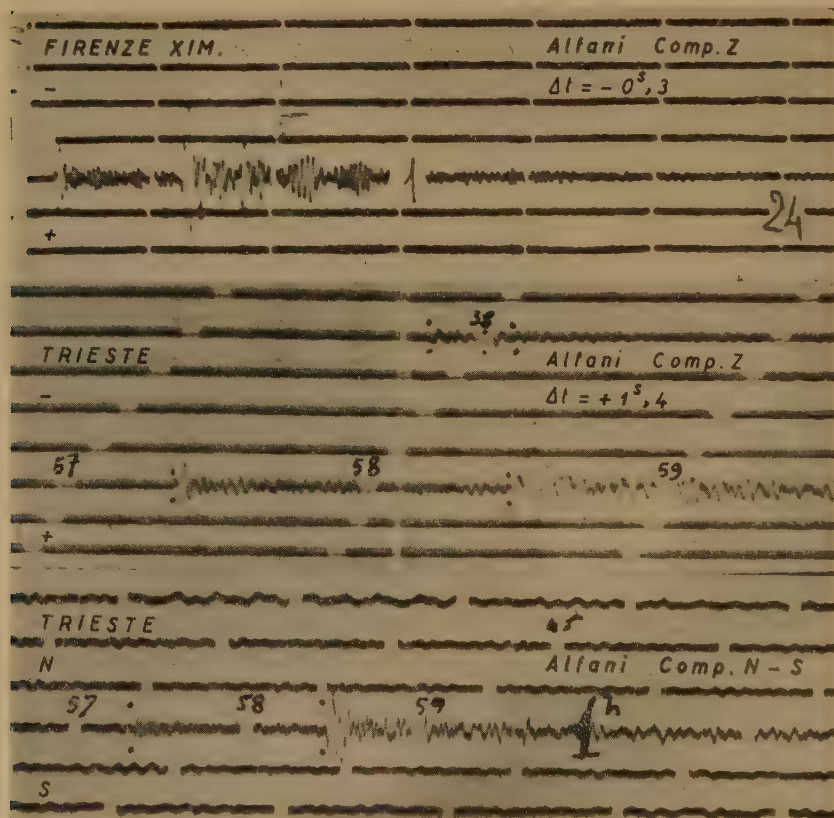


Fig. 3

che i cerchi massimi passanti per esse e per l'epicentro siano divaricati il più possibile e nelle quali i tempi di registrazione delle P siano uguali o differiscano di una diecina di secondi al più; in quest'ultima circostanza ad una stazione della coppia si sostituisce una stazione fittizia, arretrata o avanzata, sull'arco di cerchio massimo passante per la stazione reale e l'epicentro, di un tratto $\delta\Delta$ corrispondente a δt (differenza dei tempi di registrazione nelle due stazioni della coppia). Evidentemente per il calcolo delle distanze di arretramento o di avan-

zamento $\delta\Delta$, corrispondenti alle differenze δt osservate, è necessario usufruire di una dromocrona prestabilita: è stato però osservato ([6]) che, qualora le differenze δt non superano i dieci secondi, l'adozione di una dromocrona anche grossolanamente approssimata conduce ad errori dello stesso ordine di quelli che inevitabilmente si commettono nella lettura dei tempi sui sismogrammi. L'epicentro si troverà sull'arco di cerchio massimo che taglia ortogonalmente l'arco di cerchio massimo che ha per estremi le due stazioni a registrazione simultanea. Disponendo di più coppie di stazioni nelle condizioni sopradette, l'epicentro sarà determinato dalla intersezione di tali archi; evidentemente si otterranno più intersezioni sparse in una piccola regione, nella quale, con gli usuali metodi statistici, dovrà ricercarsi l'epicentro più probabile.

Tra il materiale d'osservazione, gentilmente fornito da una trentina di Osservatori, ho potuto scegliere i dati di nove stazioni soddisfacenti alle condizioni volute per l'applicabilità del metodo. Al fine di evitare eventuali influenze, sulla localizzazione dell'epicentro, derivanti dalle supposte anomalie locali, ho utilizzato soltanto dati di stazioni con distanza epicentrale non inferiore ai mille chilometri. Tali dati sono

Tabella I

STAZIONI	λ	Φ geocentrica	t_P (23^h+)	$\Delta°$ provvisoria	α_e
Stuttgart	+ 9°11′,6	+48°34′,7	58^{m}13^s,5	9°51′,50	334°51′,9
Besançon	+ 5 59,3	+47 03,4	14,5	9 59,73	319 33,7
Algeri	+ 3 03	+36 34,9	18,2	10 17,57	255 40,2
Strasbourg	+ 7 45,9	+48 23,6	19,4	10 12,68	329 43,8
Köbenhavn	+12 27	+55 30,2	59 25,8	15 49,42	353 39,3
Helwan	+31 20	+29 41,0	32,5	16 26,58	123 08,0
Tamanrasset	+ 5 31,4	+22 39,2	60 00,7	19 07,90	209 11,9
Rathfarnham	— 6 16,9	+53 06,8	09,5	19 54,42	319 08,7
Uppsala	+17 37,6	+59 41,6	08,7	19 55,51	3 09,0

riportati nella tabella I. Le distanze provvisorie sono state calcolate adoperando coordinate geocentriche ed assumendo come epicentro provvisorio quello indicato dal B.C.I.S. che ha per coordinate:

$$\lambda = +15° 30',$$

$$\varphi = +40° 00' \quad \text{(latitudine geografica)},$$

$$\Phi = +39° 48',59 \quad \text{(latitudine geocentrica)}.$$

L'accoppiamento è stato operato come appare nella tabella II, nella quale ogni stazione fittizia, sostituita ad una delle stazioni reali, ad uguale distanza di tempo dall'altra stazione della coppia, è contraddistinta con un asterisco.

La latitudine geocentrica Φ^*_{i2} e la longitudine λ^*_{i2} della stazione fittizia della i-esima coppia, sono deducibili dalle relazioni:

$$sen\,\Phi_{i_2}{}^* = cos\,\Delta_i'\,sen\,\Phi_e + sen\,\Delta_i'\,cos\,\Phi_e\,cos\,\alpha_e\,, \qquad [1]$$

$$cos\,(\lambda_e - \lambda_{i_2}{}^*) = \frac{cos\,\Delta_i' - sen\,\Phi_e\,cos\,\Phi_{i_2}{}^*}{cos\,\Phi_e\,cos\,\Phi_{i_2}{}^*} \qquad [2]$$

nelle quali

$$\Delta_i' = \Delta_i + \delta\,\Delta_i\,,$$

essendo Δ_i la distanza provvisoria della stazione sostituita. Per il calcolo delle distanze di avanzamento $\delta\Delta_i$, mi sono servito della dromocroma di Jeffreys e Bullen relativa alla profondità

$$h = 0{,}04\,R + 33\ \text{km.} \quad (R = 6338\ \text{km.})$$

Nella [1] α_e rappresenta l'azimut della stazione reale, e quindi anche della stazione fittizia, rispetto all'epicentro provvisorio.

La determinazione dei valori più probabili delle coordinate epicentrali λ_0 e Φ_0 è ricondotta alla soluzione del seguente sistema di n equazioni (n è il numero delle coppie di stazioni utilizzate):

$$p_i\,x + q_i y + r_i = 0\ , \quad (i = 1, 2, \ldots\ldots, n) \qquad [3]$$

nelle quali i coefficienti p_i, q_i, r_i sono espressi dalle relazioni:

$$p_i = cos\,\Phi_{i_1}\,cos\,\lambda_{i_1} - cos\,\Phi_{i_2}{}^*\,cos\,\lambda_{i_2}{}^*\ ,$$
$$q_i = cos\,\Phi_{i_1}\,sen\,\lambda_{i_1} - cos\,\Phi_{i_2}{}^*\,sen\,\lambda_{i_2}{}^*$$
$$r_i = sen\,\Phi_{i_1} - sen\,\Phi_{i_2}{}^*,$$

e le incognite x ed y sono legate a Φ_0 e λ_0 dalle relazioni:

$$\begin{cases} x = cotg\,\Phi_0\,cos\,\lambda_0\,, \\ y = cotg\,\Phi_0\,sen\,\lambda_0\,. \end{cases}$$

TABELLA II

i	COPPIE DI STAZIONI	δt_i	$\delta\Delta_i$	Δ'_i	λ^*_{i2}	Φ^*_{i2} (geocentrica)
1	1) Algeri 2) Besançon *	3s,7	+0°17',91	10°17',64	+ 5°39',998	+47°15',462
2	1) Algeri 2) Stuttgart *	4,7	+0 22,72	10 14,22	+ 8 54,545	+48 54,502
3	1) Strasbourg 2) Algeri *	1,7	+0 08,23	10 25,80	+ 2 53,501	+36 31,795
4	1) Helwan 2) Köbenhvn *	6,7	+0 37,94	16 27,36	+12 26,817	+56 07,514
5	1) Rathtarnham 2) Tamanrasset *	8,8	+0 53,36	20 01,26	+ 5 08,080	+21 51,320
6	1) Uppsala 2) Tamanrasset *	8,0	+0 48,50	19 56,40	+ 5 09,835	+21 54,854
7	1) Rathtarnham 2) Uppsala *	0,8	+0 05,09	20 00,60	+17 38,367	+59 46,477

Dedotte le equazioni normali del sistema [3], ho ottenuto i seguenti valori per le incognite con i relativi errori medi:

$$x = 1,1573558 \pm 0,9807.10^{-3},$$

$$y = 0,3172744 \pm 1,4299.10^{-3},$$

dai quali, mediante le [4], ho dedotto i seguenti valori per le coordinate dell'epicentro:

$$\begin{cases} \lambda_0 = +15^\circ\ 26',130 \pm 05',723, \\ \Phi_0 = +39^\circ\ 48',411 \pm 02',040. \end{cases} \qquad [5]$$

Con l'ausilio dei grafici di Brunner [7] ho dedotto, per la profondità ipocentrale, il valore grossolanamente approssimato di 290 km., assai vicino al valore

$$h = 0,04\,R + 33 \text{ km.}$$

I tempi di registrazione delle *P*, rilevati dai sismogrammi delle stazioni utilizzate in precedenza, concordano notevolmente con i corrispondenti tempi dedotti dalla dromocrona di Jeffreys e Bullen relativa alla suddetta profondità, qualora si assuma come tempo origine

$$t_o = 23^h\,55^m\,56^s{,}9.$$

Assumendo i valori fin qui ottenuti come provvisori, ho calcolato le correzioni δt_o, $\delta\lambda_o$, $\delta\Phi_o$, δh necessarie per ottenere dei valori più corretti, servendomi del metodo di Caloi ([8]), ripetutamente adoperato in altre circostanze con ottimi risultati. Con i dati delle stesse stazioni elencate nella tabella I ho determinato gli elementi necessari per la deduzione delle 9 equazioni di condizione a cui il metodo conduce (Tabella III). Dal corrispondente sistema normale ho ottenuto i seguenti risultati:

$$\delta t_o = -1^s{,}3 \qquad \pm 0^s{,}6\ ,$$

$$\delta\lambda_o = +6',669 \qquad \pm 4',072\ ,$$

$$\delta\Phi_o = -2',132 \qquad \pm 1',957\ ,$$

$$\delta h = -0{,}34525.10^{-2}R \qquad \pm 0{,}15871.10^{-2}R.$$

TABELLA III

STAZIONI	Δ_i°	$f((\lambda_o),(\Phi_o),(\ ))$ $(h = 0{,}04\,R + 33\,km)$	$T_i - f((\lambda_o),(\Phi_o),(h))$	$\frac{\partial f}{\partial \Delta}$	$\frac{\partial f}{\partial h}$	$(\ _o) - (T_i - f(\lambda_o),(\Phi_o),(h))$
			(55^m+)			
Stuttgart	$9^o{,}840$	$2^m17^s{,}016$	$56^s{,}484$	+12,400	—0,136	$+0^s{,}400$
Besançon	9,966	2 18,573	55,927	+12,400	—0,186	+0 ,997
Algeri	10,244	2 22,027	56,173	+12,400	—0,298	+0 ,751
Strasbourg	10,189	2 21,345	58,055	+12,400	—0,276	—1 ,131
København	15,821	3 29,298	56,502	+10,707	—3,593	+0 ,422
Helwan	16,483	3 36,419	56,081	+10,455	—3,797	+0 ,843
Tamanrasset	19,102	4 03,308	57,392	+ 9,989	—4,211	—0 ,468
Rathfarnham	19,877	4 10,981	58,519	+ 9,812	—4,288	—1 ,595
Uppsala	19,931	4 11,515	57,185	+ 9,807	—4,293	—0 ,261
		$(t_o) = 55^m56^s{,}924$				

Come controllo ho ottenuto:

$$[vv] = 4{,}031934 \,, \qquad [ll.\ 4] = 4{,}031933 \,.$$

L'entità delle correzioni e dei corrispondenti errori medi è tale che una ulteriore approssimazione avrebbe un significato puramente formale. Per le coordinate spazio-temporali si possono pertanto assumere i seguenti valori come definitivi:

$$\lambda_0 = +15^\circ\ 32',798 \pm 04',072 \,,$$

$$\Phi_0 = +39^\circ\ 46',279 \pm 01',957 \text{ (latitudine geocentrica)},$$

$$h = 264{,}6 \text{ km.} \pm 10{,}1 \text{ km.} \,,$$

$$t_0 = 23^h\ 55^m\ 55^s{,}6 \pm 0^s{,}6 \,.$$

Tempi di tragitto delle onde P *ed* S. — La tabella IV contiene, oltre che i valori delle distanze epicentrali definitive, calcolate adoperando coordinate geocentriche (colonna 1), i tempi di tragitto osservati delle *P* (colonna 3) e delle *S* (colonna 7). Tali tempi sono messi a confronto con gli analoghi tempi dedotti interpolando i valori riportati nelle tabelle di Jeffreys e Bullen (9). Si può notare:

1) le stazioni di Messina e Reggio Calabria, le più vicine all'epicentro, per le onde *P* non hanno dato luogo a scarti, tra tempi osservati e calcolati, che non siano contenibili nei limiti degli errori sperimentali;

2) le stazioni situate nei quadranti S-E e S-W rispetto all'epicentro (Athene, Algeri, Helwan, Tamanrasset), hanno registrato le onde *P* nei tempi previsti dalla dromocrona di Jeffreys e Bullen; si nota un ritardo di 3^s circa soltanto nella stazione di Tunisi, che, per altro, non ha fornito una registrazione chiaramente interpretabile;

3) analoga concordanza si nota per le stazioni situate nei quadranti N-E e N-W, escluse le stazioni italiane, che hanno dato luogo a scarti sistematicamente positivi compresi tra 1^s e $3^s{,}4$. Quest'ultima circostanza può essere messa in relazione con la maggiore potenza delle stratificazioni superficiali in corrispondenza dell'Italia settentrionale e centrale, quale risulta dalle ricerche eseguite in questi ultimi anni da Autori italiani (10, 11, 12);

4) considerazioni analoghe possono essere fatte per le onde *S*, sebbene entro limiti d'incertezza lievemente più vasti dipendenti dal

fatto che tale tipo d'onda, sebbene abbia dato luogo a nitide registrazioni nelle stazioni di Messina, Reggio Calabria, Roma, Firenze, Prato, Trieste, non è risultata di facile interpretazione e, in alcuni sismogrammi, non è stato possibile identificarla.

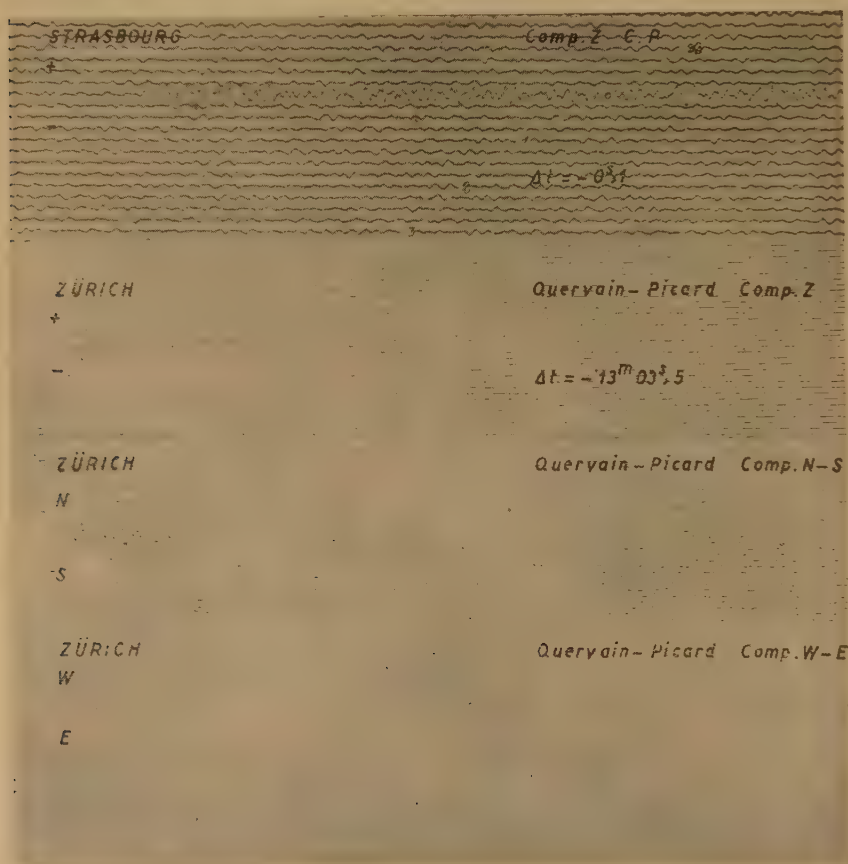


Fig. 4

Dromocrone e velocità apparenti delle onde spaziali — Gli inizi osservati in un sufficiente numero di sismogrammi mi hanno permesso di approssimare, in modo assai soddisfacente, la dromocrona delle onde *P* con la seguente parabola del terzo ordine:

$$t_p = 25{,}155519 + 9{,}297264\,\Delta + 0{,}312066\,\Delta^2 + 0{,}010250\,\Delta^3 \qquad [7]$$

nella quale Δ è la distanza epicentrale espressa in gradi e t_p il tempo di tragitto espresso in secondi. I coefficienti della [7] sono stati cal-

TABELLA IV

n	STAZIONI	Δ°	P				S			
			T	t (osservati)	t (calcolati) (Jeffreys)	O-C	T	t (osservati)	t (calcolati) (Jeffreys)	O-C
1	Messina	$1^{o},7622$	$56^{m}37^{s},6$	$00^{m}42^{s},0$	$00^{m}42^{s},2$	$—0^{s},2$	$57^{m}09^{s},5$	$01^{m}13^{s},9$	$01^{m}14^{s},8$	$—0^{s},9$
2	Reggio Calabria	1 ,8550	39,3	43,7	42,9	+0,8	13,3	16,1	17,7	+1,6
3	Roma	3 ,0071	51,3	55,7	53,9	+1,8	33,7	38,1	35,8	+2,3
4	Firenze	4 ,9793	57 14,2	01 18,6	01 16,6	+2,0	58 14,1	02 18,5	02 16,4	+2,1
5	Prato	5 ,1348	15,8	20,2	18,5	+1,7	15,4	19,8	19,8	0,0
6	Tunisi	5 ,2932	18,8	23,2	20,4	+2,8	21,8	26,2	23,3	+2,9
7	Bologna	5 ,5011	22,0	26,4	23,0	+3,4	?	—	27,9	—
8	Trieste	5 ,8299	24,3	28,7	27,0	+1,7	58 31,4	35,8	35,1	+0,7
9	Beograd	6 ,0648	28,1	32,5	29,9	+2,6	?	—	40,3	—
10	Athene	6 ,6690	33,4	37,8	37,4	+0,4	50,7	55,1	53,8	+1,3
11	Salò	6 ,7440	35,0	39,4	38,3	+1,1	52,0	56,4	55,4	+1,0
12	Pavia	7 ,0237	38,5	42,9	41,9	+1,0	?	—	**03 01,7**	—
13	Budapest	7 ,9457	?	—	53,4	—	?	—	22,4	—
14	Chur	8 ,1551	52,6	57,0	56,1	+0,9	59 22,6	03 27,0	27,1	—0,1
15	Zürich	8 ,9576	58 01,4	02 05,8	02 06,2	—0,4	41,5	45,9	45,2	+0,7
16	Neuchâtel	9 ,3993	05,9	10,3	11,7	—1,4	51,0	55,4	55,2	+0,2
17	Stuttgart	9 ,9083	13,5	17,9	18,1	—0,2	60 02,5	04 06,9	04 06,7	+0,2
18	Besançon	10 ,0479	14,5	18,9	19,8	—0,9	?	—	09,9	—
19	Strasbourg	10 ,2627	19,4	23,8	22,5	+1,3	09,9	14,3	14,9	—0,6
20	Algeri Univ.	10 ,3181	18,2	22,6	23,2	—0,6	?	—	16,0	—
21	Köbenhavn	15 ,8660	59 25,8	03 30,2	03 30,8	—0,6	?	—	06 19,1	—
22	Helwan	16 ,3919	32,5	36,9	36,7	+0,2	62 25,4	06 29,8	30,0	—0,2
23	Tamanrasset	19 ,1124	60 00,7	04 05,1	04 04,9	+0,2	63 20,0	07 24,4	07 22,7	+1,7
24	Uppsala	19 ,9616	08,7	13,1	13,4	—0,3	36,0	40,4	38,2	+2,2
25	Rathfarnham	19 ,9595	09,5	13,9	13,4	+0,5	?	—	38,2	—
		(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)

colati in adattamento ai tempi di tragitto osservati nelle stazioni di Messina, Reggio Calabria, Roma, Prato, Athene, Chur, Zürich, Neuchâtel, Stuttgart, Besançon, Strasbourg, Algeri, København, Tamanrasset, Uppsala, Rathfarnham: pertanto la [7] può ritenersi valida per valori di Δ compresi nell'intervallo (1°,5 - 20°). La tabella V contiene le differenze tra i tempi di tragitto osservati in tutte le stazioni che hanno dato luogo ad inizi rilevabili senza ambiguità ed i corrispondenti tempi calcolati mediante la [7].

Dalla [7] si può dedurre l'espressione della velocità apparente delle onde P in funzione della variabile Δ:

$$\overline{V}_P = \frac{\pi R}{180} (9{,}297264 + 0{,}624133\,\Delta - 0{,}030749\,\Delta^2)^{-1}, \qquad [8]$$

essendo Δ espressa in gradi e V_P in km.sec.$^{-1}$. La [8] presenta un minimo in corrispondenza al valore

$$\Delta_c = 10°{,}149.$$

Tale valore, per cui la [7] presenta un flesso, corrisponde, nell'ipotesi di un modello sferico a strati omogenei, alla distanza epicentrale alla quale emergono tutti i raggi sismici appartenenti alla famiglia di traiettorie simmetriche rispetto alla retta che passa per il centro della sfera e l'ipocentro. Dalla relazione

$$\frac{r_m}{V_P(r_m)} = \left(\frac{d\,t_P}{d\,\Delta}\right)_{\Delta=\Delta_c} \qquad [9]$$

nella quale r_m è la distanza dal centro della terra del punto di massima profondità raggiunto dalle suddette traiettorie e $V_P(r_m)$ la velocità vera delle P in tale punto, essendo nel caso in esame

$$r_m = R - h = 6103 \text{ km},$$

segue, sempre nell'ipotesi del modello ideale,

$$V_P\,(r_m) = 8{,}55 \text{ km/sec.}^{-1},$$

valore sufficientemente vicino ai valori attribuiti da Jeffreys (8,47 km sec.$^{-1}$) e da Gutenberg (8,43 km sec.$^{-1}$) alla velocità delle onde P alla profondità considerata.

Con i dati delle stesse stazioni utilizzate in precedenza, escluse le stazioni di Besançon, Algeri e København, nelle quali non ho potuto

TABELLA V

	STAZIONI	Δ	δt_p	δt_s
1	Messina	1°,762	—0,5	—0,1
2	Reggio Calabria	1 ,855	+0,3	+0,4
3	Roma	3 ,007	0,0	+0,1
4	Firenze Xim.	4 ,979	+0,7	+0,4
5	Prato	5 ,135	+0,5	—1,5
6	Tunisi	5 ,293	+1,6	+1,5
7	Bologna	5 ,501	+2,4	—
8	Trieste	5 ,830	+0,8	—0,4
9	Beograd	6 ,065	+1,8	—
10	Athene	6 ,669	—0,2	+0,7
11	Salò	6 ,744	+0,5	+0,4
12	Pavia	7 ,024	+0,6	—
13	Chur	8 ,155	+0,8	+0,7
14	Zürich	8 ,958	—0,3	—0,3
15	Neuchâtel	9 ,399	—1,3	+0,6
16	Stuttgart	9 ,908	0,0	+0,4
17	Besançon	10 ,048	—0,8	—
18	Strasbourg	10 ,263	+1,4	+0,2
19	Algeri	10 ,318	—0,4	—
20	Köbenhavn	15 ,866	—0,1	—
21	Helwan	16 ,392	+0,6	—0,4
22	Tamanrasset	19 ,112	—0,2	—0,1
23	Uppsala	19 ,962	—0,5	—0,2
24	Rathfarnham	19 ,960	+0,3	—

identificare le S, ho dedotto la seguente equazione per la dromocrona più probabile delle onde S:

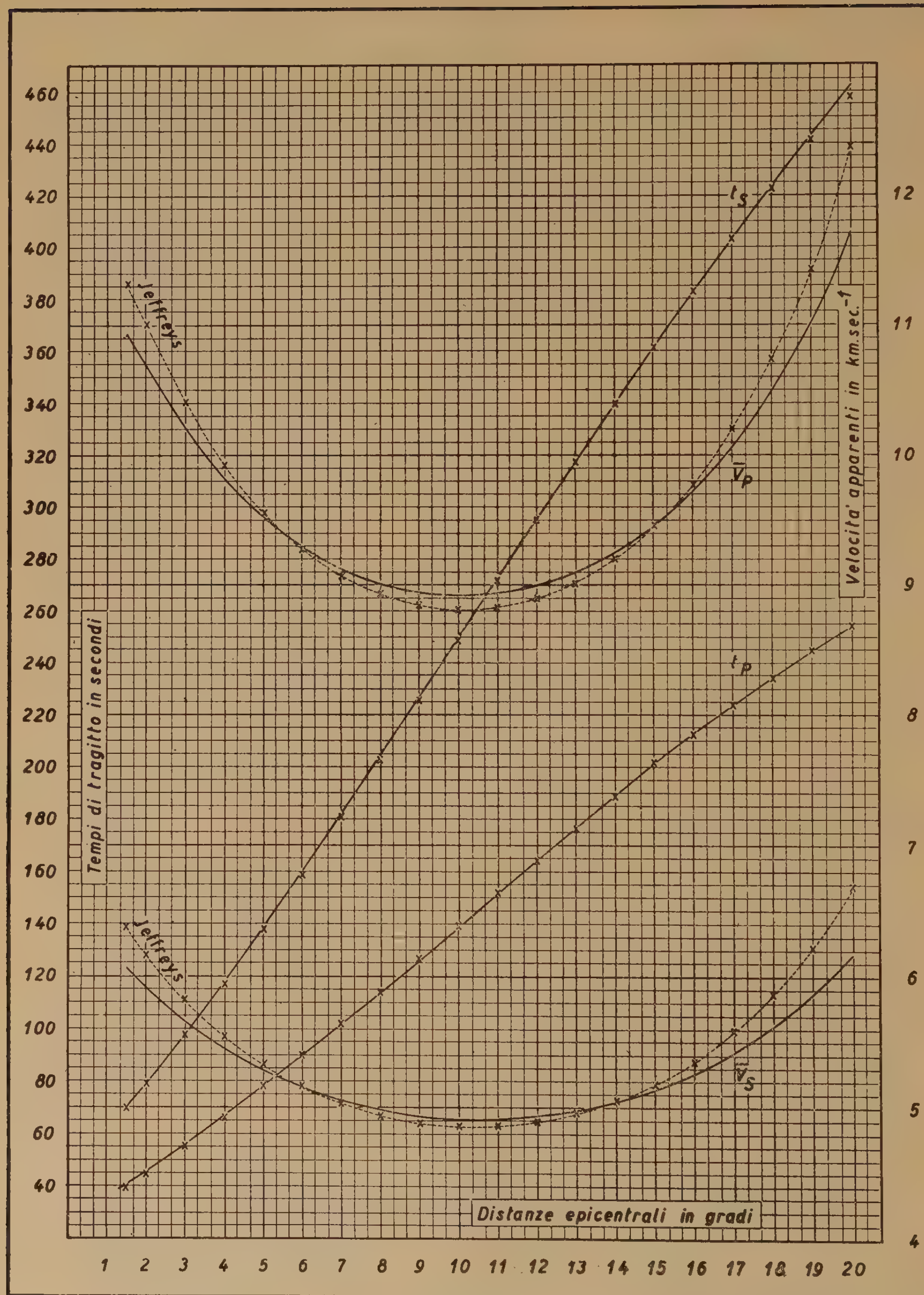
$$t_S = 42{,}795252 + 16{,}823675\,\Delta + 0{,}5507298\,\Delta^2 - 0{,}01733123\,\Delta^3, \qquad [10]$$

sufficientemente valida per valori di Δ compresi nell'intervallo (1°,5 - 20°). La stessa tabella V contiene le differenze tra i tempi di tragitto osservati e i corrispondenti tempi calcolati mediante la [10]. Nel campo di validità precisato, la velocità apparente delle onde S è data da:

$$\overline{V}_S = \frac{\pi R}{180}\,(16{,}823675 + 1{,}1014596\,\Delta - 0{,}05199369\,\Delta^2)^{-1}, \qquad [11]$$

Il minimo per la [11] ed il flesso per la [10] si hanno in corrispondenza al valore:

$$\Delta'_c = 10^\circ{,}592\ ,$$



460
440
420
400
380
360
340
320
300
280
260
240
220
200
180
160
140
120
100
80
60
40
Tempi di tragitto in secondi
12
11
10
9
8
7
6
5
4
Velocita' apparenti in km.sec.$^{-1}$
Jeffreys
Jeffreys
t_S
$\bar{V}_P$
t_P
$\bar{V}_S$
Distanze epicentrali in gradi
1
2
3
4
5
6
7
8
9
10
11
12
13
14
15
16
17
18
19
20

Fig. 5

sensibilmente superiore all'analogo valore dedotto per le onde *P*. Questo risultato è da collegarsi col fatto che il gradiente della velocità delle onde *S*, considerata come funzione della profondità, è sensibilmente inferiore al corrispondente gradiente della velocità delle onde *P*.

Per la velocità delle onde *S* alla profondità ipocentrale, utilizzando la [11] e la relazione analoga alla [9], si ottiene il valore:

$$\acute{V}\ (r_m) = 4{,}71 \text{ km sec.}^{-1} ,$$

sensibilmente vicino a quello deducibile dai valori calcolati da Jeffreys per le diverse profondità.

La figura 5 contiene le curve rappresentate rispettivamente dalla [7], [8], [10], [11] e le analoghe curve rappresentate dalle corrispondenti relazioni ottenute operando, con lo stesso criterio di approssimazione, sui tempi di tragitto dedotti dalle tabelle di Jeffreys e Bullen.

Istituto Naz. di Geofisica — Osserv. di Messina — Aprile 1955.

RIASSUNTO

Si riportano i risultati di uno studio dedicato ad un movimento sismico di origine profonda, verificatosi nel golfo di Policastro il 26 dicembre 1952.

Vengono determinati le coordinate epicentrali, la profondità e il tempo origine con la successiva applicazione di un metodo di Galitzin e di un metodo di Caloi, utilizzando i tempi di registrazione delle P *in nove stazioni con distanza superiore ai mille chilometri.*

In contrasto con i risultati ottenuti da Demetrescu, nello studio di un terremoto della stessa zona e con profondità dello stesso ordine, secondo i quali le stazioni più vicine all'epicentro avrebbero registrato le onde P *con un anticipo eccezionale, qui si nota che le stazioni di Messina e di Reggio Calabria non hanno dato scarti, tra tempi osservati e tempi calcolati in base alle dromocrone di Jeffreys e Bullen, che non siano contenibili nei limiti degli errori sperimentali.*

Vengono dedotte le equazioni delle dromocrone più probabili delle P *ed* S *seguendo un criterio di approssimazione mediante parabole del terzo ordine, che permette di dedurre l'andamento medio delle velocità apparenti in funzione della distanza epicentrale, limitatamente all'intervallo* (1°,5-20°).

SUMMARY

The results of a study concerning a seismic mouvement of deep origin, occurred in the gulf of Policastro the 26th December 1952, are here given.

The epicentral coordinates, *the depht and the origin-time have been calculated by means of the successive application of* a *Galitzin method and of* a *Caloi method, making use of the* registration times *of the* P *waves in nine stations over thousand kilometers far off.*

Demetrescu, studying an earthquake in the same zone and with a depht of the some order of magnitude, has shown that the stations nearer to the epicenter have recorded the P *waves with an exceptional time-advance; on the contrary, we have noted that the differences between the observed times and the times calculated by means the travel times of Jeffreys and Bullen in the stations of Messina and of Reggio Calabria have been always contained in the limits of the experimental errors.*

The equations of the most probable travel times of the P *and* S *waves have been deduced following an approximation criterion by parabolas of third order: this method, if one consider the* 1°, $5 \div 20^o$ *interval, is able to deduce the mean behaviour of the apparent velocities in respect to the epicentral dinstance.*

BIBLIOGRAFIA

(1) Caloi P., *Attività sismica in Italia nel decennio 1930-1939.* Le Monnier, Firenze 1942.

(2) Di Filippo D., *Studio microsismico del terremoto del basso Tirreno del 16 marzo 1941.* Boll. Soc. Sismol. It. Vol. XXXIX, n. 3-4 (1941).

(3) Caloi P., *Struttura Geologico-sismica dell'Europa centro-meridionale, dell'Italia e del Mediterraneo centro-occidentale, quale risulta da recenti ricerche compiute in Italia.* Annali di Geofisica, Vol. V, n. 4 (1952).

(4) Festa C., Valle P. E., *Una valutazione dello spessore dello « strato del granito » nel Mediterraneo centro-occidentale.* Annali di Geofisica, Vol. I, n. 4 (1948).

(5) Valle P. E., *Sulla struttura della crosta terrestre nel Mediterraneo centro-occidentale e nell'Adriatico.* Annali di Geofisica, Vol. IV, n. 3 (1951).

(6) Caloi P., Giorgi M., *Studio del terremoto delle isole Lipari del 13 aprile 1938.* Annali di Geofisica, Vol. IV, n. 1 (1951).

(7) Brunner S. J., Macelwane J. B., *The Brunner focal dept-time-distance chart.* New York, 1945.

(8) Caloi P., Peronaci F., *Il terremoto del Turkestan del 2 novembre 1946.* Annali di Geofisica, Vol. I, n. 2 (1948).
(9) Jeffreys H., Bullen K. E., *Seismological tables.* British Ass. for the advancement of Science, London, 1940.
(10) Caloi P., *Sulla velocità di propagazione delle onde P e sullo spessore dello strato del granito nell'Europa centrale.* La Ricerca Scientifica, XI, 11 (1940).
(11) Caloi P., *Caratteristiche sismiche dell'Appennino tosco-romagnolo.* La ricerca Scientifica, XI, 4 (1940).
(12) Di Filippo D., Marcelli L., *Struttura della crosta terrestre in corrrispondenza dell'Italia centrale.* Annali di Geofisica, Vol. V, n. 4 (1952).

SULLA DIFFUSIONE DEGLI ELETTRONI NELLA IONOSFERA

F. Mariani

Il problema della diffusione è stato a varie riprese affrontato da varii autori (1) (2) (3) (4); in particolare Ferraro ha mostrato come, supponendo costante con la quota la temperatura e considerando quale unico processo di scomparsa degli elettroni la ricombinazione con gli ioni positivi, la diffusione risulta del tutto trascurabile negli strati E e F_1 mentre, sebbene non del tutto trascurabile nello strato F_2, essa influisce solo moderatamente sulla sua frequenza critica; Yonezawa invece ha studiato, nelle stesse ipotesi, il caso della scomparsa per attaccamento e ha indicato in $5 \cdot 10^{9} \text{ cm}^{-3}$ la densità minima di particelle nello strato F_2.

Ora in realtà si ammette generalmente che nello strato F_2 in particolare la temperatura vada crescendo con la quota, cosicché occorre prendere in considerazione anche l'effetto della diffusione termica. Nella presente nota, che si riconnette strettamente ad altre note nelle quali l'autore ha studiato sotto varî aspetti l'andamento della intensità di ionizzazione e della densità elettronica in atmosfera non isoterma, esaminiamo appunto il problema della diffusione in una atmosfera non isoterma nell'ipotesi che ciascuno strato ionizzato sia elettricamente neutro e quindi che le densità ionica ed elettronica siano ad ogni quota tra loro uguali e che la temperatura, e quindi la densità di materia, siano ad ogni quota costanti nel tempo, ipotesi questa che, oltre che suggerita da ragioni di semplicità, abbiamo mostrato (5) essere valida almeno nelle ore diurne.

Paragrafo 1. — L'equazione differenziale cui deve ubbidire la densità elettronica N risulta, ovviamente,

$$\frac{\partial N}{\partial t} \quad I_0 F - \alpha N^2 - div\left(N \vec{v}_1\right) \qquad [1]$$

ove

I_0F = intensità di ionizzazione

I_0 = valore massimo di I per $\chi = 0°$

α = coefficiente di ricombinazione generalizzato

$\vec{v}_1$ = velocità di diffusione degli elettroni.

Per stabilire la forma del termine $N\vec{v}_1$ supporremo che lo strato ionizzato possa essere considerato come costituito da molecole neutre e da un miscuglio ioni-elettroni che considereremo come un unico gas (in virtù delle forze elettrostatiche attrattive che legano ioni ed elettroni).

Secondo la teoria generale della diffusione ([6]) per un miscuglio binario (nel nostro caso il gas ioni-elettroni e il gas di molecole neutre) possiamo scrivere, indicando con $\vec{v}_1$ e $\vec{v}_2$ le rispettive velocità medie di diffusione,

$$\vec{v}_1 - \vec{v}_2 = -\frac{n^2}{n_1 n_2} D_{12}\left[\frac{\partial}{\partial z}\frac{n_1}{n} + \frac{n_1 n_2}{n\rho P}\left(m_2 - m_1\right)\frac{\partial P}{\partial z} + k_T \frac{1}{T}\frac{\partial T}{\partial z} - \right.$$

$$\left. - \frac{\rho_1 \rho_2}{\rho P}\left(\vec{F}_1 - \vec{F}_2\right)\right] \qquad [2]$$

Ove

z = altezza;

n_1, n_2 = concentrazioni dei due gas;

n = $n_1 + n_2$;

m_1, m_2 = masse molecolari medie dei due gas;

ρ_1, ρ_2 = densità dei due gas;

ρ = $\rho_1 + \rho_2$;

P = pressione;

T = temperatura assoluta;

k_T = coefficiente di diffusione termica;

F_1, F_2 = forze per unità di massa agenti sulle particelle dei due gas;

$D_{12} = \frac{3}{8 n \sigma_0^2}\left[\frac{kT(m_1 + m_2)}{2\pi m_1 m_2}\right]^{1/2}$ = coefficiente di diffusione;

σ_0 = raggio della sfera cui si assimilano ioni e molecole;

k = costante di Boltzmann.

Alla [2] aggiungeremo la condizione

$$n_1 \vec{v}_1 + n_2 \vec{v}_2 = 0 \qquad [3]$$

che esprime appunto il fatto che, in media, non si ha passaggio di particelle attraverso un qualunque piano orizzontale.

Se indichiamo con

$$T(z) = T_0 f(z) \qquad \text{con } T_0 = T(0) \qquad [4]$$

la legge di dipendenza della temperatura dalla quota, la densità materiale ρ si scrive nella forma

$$\rho(z) = \rho_0 \exp \left[-\frac{1}{H_0} \int_0^z \left(1 + H_0 \frac{df}{dz}\right) \frac{dz}{f(z)} \right] \qquad [5]$$

ove ρ_0 e H_0 sono la densità e la scala delle altezze alla quota convenzionale $z = 0$.

Se i due gas sono soggetti alla sola azione della gravità, nella [2] si annulla l'ultimo termine; di conseguenza, dalle precedenti relazioni [2] [3] [4] [5] e identificando n_1 con N della [1], si deduce l'espressione

$$N v_1 = -D_{12} \left[\frac{\partial N}{\partial z} + \left(N + n k_T\right) \frac{1}{f(z)} \frac{df}{dz} + \frac{m_1 g}{k T_0} \frac{N}{f(z)} \right] \qquad [6]$$

Il coefficiente k_T può essere scritto nella forma

$$k_T = \alpha_T \frac{N}{n} \frac{n_2}{n} \qquad [7]$$

con α_T sensibilmente indipendente da temperatura e da concentrazione.

Dalle [6] e [7], imponendo la condizione $\frac{n_2}{n} \sim 1$ esprimente che la concentrazione di molecole neutre è assai maggiore di quella del gas di ioni-elettroni, si perviene a scrivere il terzo termine che compare nella [1] nella forma

$$\frac{d(N v_1)}{dz} = - D_{12} \left[\frac{\partial^2 N}{\partial z^2} + Q_1 \frac{\partial N}{\partial z} + Q_2 N \right] \qquad [8]$$

con

$$Q_1 = \frac{1}{f(z)} \left[\left(\frac{5}{2} + \alpha_T \right) \frac{df}{dz} + \frac{1}{H_{10}} + \frac{1}{H_{20}} \right] \qquad [9]$$

$$Q_2 = \frac{1}{[f(z)]^2}\left[(1+\alpha_T)\, f\, \frac{d^2 f}{d z^2} + \frac{1}{2}(1+\alpha_T)\left(\frac{d f}{d z}\right)^2 + \right.$$

$$\left. + \left(\frac{1}{2 H_{10}} + \frac{1+\alpha_T}{H_{20}}\right)\frac{d f}{d z} + \frac{1}{H_{10}} \cdot \frac{1}{H_{20}}\right] \qquad [10]$$

ove si sono indicate rispettivamente con

$$H_{10} = \frac{k\, T_0}{m_1 g} \quad \text{e} \quad H_{20} = \frac{k\, T_0}{m_2 g} \qquad [11]$$

le scale delle altezze del gas ioni-elettroni e del gas molecolare alla quota $z = 0$; ovviamente, nella [5], si identificherà H_0 con H_{20} in virtù della condizione $\frac{n_2}{n} \sim 1$.

In definitiva si arriva a scrivere l'equazione [1] nella forma

$$\frac{\partial N}{\partial t} = I_0\, F - \alpha\, N^2 + D_{12}\left[\frac{\partial^2 N}{\partial z^2} + Q_1 \frac{\partial N}{\partial z} + Q_2\, N\right] \qquad [12]$$

Si constata subito che l'equazione [12], nel caso $T = cost$ cioè $f(z) \equiv 1$, si riduce a quella considerata da Ferraro con

$$\left| \begin{aligned} Q_1 &= \frac{1}{H_{10}} + \frac{1}{H_{20}} \\ Q_2 &= \frac{1}{H_{10}} \cdot \frac{1}{H_{20}} \end{aligned} \right. \qquad [13]$$

Considerando invece il caso non isotermo e imponendo per semplicità che la temperatura sia funzione lineare della quota, possiamo scrivere

$$f(z) = 1 + pz \qquad z \geq 0 \;; \qquad [14]$$

in corrispondenza la $I(z)$ assume la forma

$$I(z) = I_0\, exp\left\{\mu\left[1 - sec\,\chi\left(\frac{1+p\,z}{1+p\,z^*}\right)^r\right]\right\} \cdot \left(\frac{1+p\,z}{1+p\,z^*}\right)^{r-1} \qquad [15]$$

con $r = -\frac{1}{p\, H_{20}}$; $\mu = 1 + pH_{20}$; $z^* =$ quota alla quale I è massima per $\chi = 0^o$ e le [9] e [10] si semplificano riducendosi alle espressioni

$$Q_1 = \frac{p}{1+p\,z}\, G_1 \qquad \text{con } G_1 = \frac{5}{2} + \alpha_T - \frac{3}{2}\, r \qquad [9']$$

$$Q_2 = \frac{p^2}{(1+pz)^2} G_2 \qquad \text{con } G_2 = \frac{1}{2}(1+\alpha_T) - r\left(\frac{5}{4}+\alpha_T\right) + \frac{r^2}{2} \tag{10'}$$

ove, tenuto conto delle [11] e assunto $m_1 = \frac{m_2}{2}$, si è posto senz'altro $r = -\frac{1}{p H_{20}} = -\frac{2}{p H_{10}}$.

In conclusione, tenuto conto delle [12] [9'] [10'] e [15], la equazione di scomparsa, viene a scriversi, nell'ipotesi che il coefficiente α sia costante e con le usuali notazioni $\nu = \frac{N}{N_o}$, $\sigma = \frac{1}{1{,}37 \cdot 10^4 N_o \alpha}$, $N_o = \sqrt{\frac{{}_o}{\alpha}}$, $\Phi = \frac{2\pi}{86400} t$,

$$\sigma \frac{\partial \nu}{\partial \Phi} = F - \nu^2 + \tau (1 + p z^*)^{-r-1/2} v^{-r+3/2} \left[\frac{\partial^2 \nu}{\partial v^2} + \frac{G_1}{v} \frac{\partial \nu}{\partial v} + \frac{G_2}{v^2} \nu \right] \tag{16}$$

con

$$\tau = 1{,}37 \cdot 10^4 \sigma D_o p^2 \quad ; \quad D_o = D_{12}(z=0) ; \tag{17}$$

$$v = \frac{1+pz}{1+pz^*}$$

Ove si voglia considerare il caso del semplice attaccamento, o più generalmente il caso in cui α, anziché essere costante fosse inversamente proporzionale a N, allora la equazione [16] va sostituita dalla equazione

$$\sigma \frac{\partial \nu}{\partial \Phi} = F - \nu + \tau (1 + p z^*)^{-r-1/2} v^{-r+3/2} \left[\frac{\partial^2 \nu}{\partial v^2} + \frac{G_1}{v} \frac{\partial \nu}{\partial v} + \frac{G_2}{v^2}, \right] \tag{18}$$

con $\sigma = \frac{1}{1{,}37 \cdot 10^4 \beta}$, $N_o = \frac{I_o}{\beta}$, β coefficiente di attaccamento e τ ancora dato dalla [17].

Prima di procedere vogliamo valutare l'ordine di grandezza del parametro τ. Come prima cosa osserviamo che usando l'espressione di D_{12} che si è introdotta nella [2] si vengono a trascurare gli effetti dell'attrazione tra le particelle dei due gas: ora, adottando il modello di Sutherland per tale attrazione, si ottiene un fattore correttivo che,

per temperature dell'ordine dei 1000 °K è inferiore ma sensibilmente vicino all'unità; poiché d'altra parte ciò che ci interessa è principalmente l'ordine di grandezza dell'effetto della diffusione noi trascureremo senz'altro la correzione indicata.

Per quanto riguarda gli strati E ed F_1, se, come spesso si assume, si considerano isotermi, valgono senz'altro i risultati di Ferraro; nel caso non isotermo da noi considerato e ponendo nella espressione del coefficiente di diffusione i valori

$\sigma_0 = 3{,}5 \cdot 10^{-8}$ cm; $m_1 = 2{,}33 \cdot 10^{-23}$ gr; $m_2 = 4{,}66 \cdot 10^{-23}$ gr;

$T = T_0$; $n = n(z=o) = n_0$;

si ottiene $D_0 = 3{,}65 \cdot 10^{17} \dfrac{T_0^{1/2}}{n_0}$ cosicché, con le ulteriori specificazioni indicate nella tabella che segue, si ottengono, nel caso della ri-

Strato E	Strato F_1	Strato F_2
$n_0 = 5 \cdot 10^{12}$ cm^{-3}	$n_0 = 5 \cdot 10^{11}$ cm^{-3}	$n_0 = 5 \cdot 10^{10}$ cm^{-3}
$T_0 = 300$ °K	$T_0 = 500$ °K	$T_0 = 800$ °K
$N_0 = 2 \cdot 10^{5}$ cm^{-3}	$N_0 = 2 \cdot 10^{5}$ cm^{-3}	$N_0 = 10^{6}$ cm^{-3}
grad $T = 2$ °K/km	grad $T = 4$ °K/km	grad $T = 10$ °K/km
$p = \text{grad} \dfrac{T}{T_0} = 0{,}66 \cdot 10^{-7}$ cm^{-1}	$p = 0{,}8 \cdot 10^{-7}$ cm^{-1}	$p = 1{,}25 \cdot 10^{-7}$ cm^{-1}
$\alpha = 10^{-8}$ cm^3 sec^{-1}	$\alpha = 10^{-8} \div 10^{-9}$ cm^3 sec^{-1}	$\alpha = 10^{-9} \div 10^{-10}$ cm^3 sec^{-1}

combinazione, per i paramenti σ e τ i seguenti valori

strato E: $\sigma = 0{,}036$ $\tau = 2{,}76 \,.\, 10^{-6}$

strato F_1: $\sigma = 0{,}036 \div 0{,}36$ $\tau = 5{,}2 \,.\, 10^{-5} \div 5{,}2 \,.\, 10^{-4}$

strato F_2: $\sigma = 0{,}073 \div 0{,}73$ $\tau = 3{,}22 \,.\, 10^{-3} \div 3{,}22 \,.\, 10^{-2}$

Si noti che i valori numerici assunti per il *grad* T sono verosimilmente valori massimi cosicché è lecito ritenere i valori corrispondenti di p come limiti superiori.

Data la definizione di τ, risulta che, anche nel caso della [18], esso ha, a parità di σ, gli stessi valori numerici nei due casi della semplice ricombinazione o del semplice attaccamento.

Possiamo pertanto affermare che la correzione dovuta alla diffusione è, anche nel caso di atmosfera non isoterma, senz'altro trascurabile per gli strati E ed F_1; non così può essere invece, almeno a priori, per lo strato F_2.

Paragrafo 2. — Procederemo ora alla soluzione delle equazioni [16] e [18]. Allo scopo di confrontare i nostri risultati con quelli ottenuti da Ferraro (per il solo caso della ricombinazione), risolveremo le equazioni stesse per un giorno equinoziale all'equatore, assumendo che sia $\sigma = 1$, $r = -2$, $1 + p z^* = 2$, $\alpha_T = 0{,}3$.

In considerazione della piccolezza del parametro τ potremo usare nella integrazione delle [16] e [18] il classico metodo delle perturbazioni sviluppando la ν in serie di funzioni rispetto al parametro τ.

Ponendo

$$\nu = \sum_{0}^{\infty}{}_{k}\, \tau^k \nu_k \qquad [19]$$

e sostituendo nelle [16] e [18] otteniamo, rispettivamente, le seguenti equazioni cui obbediscono le singole ν_k

$$\left\{\begin{aligned} &\sigma \frac{\partial \nu_0}{\partial \Phi} = F - \nu_0^2 \\ &\sigma \frac{\partial \nu_k}{\partial \Phi} + 2\nu_0 \nu_k = -\sum_{1}^{k-1}{}_{h}\, \nu_{k-h}\nu_h + (1 + p z^*)^{-r-1/2} v^{-r+3/2} \left[\frac{\partial^2 \nu_{k-1}}{\partial v^2} + \right. \\ &\qquad\qquad \left. + \frac{G_1}{v} \frac{\partial^2 \nu_{k-1}}{\partial v} + \frac{G_2}{v^2} \nu_{k-1}\right] \qquad \text{per } k \geq 1 \end{aligned}\right. \qquad [20]$$

$$\left\{\begin{aligned} &\sigma \frac{\partial \nu_0}{\partial \Phi} = F - \nu_0 \\ &\sigma \frac{\partial \nu_k}{\partial \Phi} + \nu_k = (1 + p z^*)^{-r-1/2} v^{-r+3/2} \left[\frac{\partial^2 \nu_{k-1}}{\partial v^2} + \frac{G_1}{v} \frac{\partial \nu_{k-1}}{\partial v} + \frac{G_2}{v^2} \nu_{k-1}\right] \\ &\qquad\qquad \text{per } k \geq 1 \end{aligned}\right. \qquad [21]$$

Come si vede dalle [20], nel caso della ricombinazione, a parte l'equazione che dà la funzione ν_0 che non è lineare, tutte le equazioni nelle ν_k per $k \geqslant 1$ sono lineari; nel caso dello attaccamento invece *tutte* le equazioni [21] sono lineari. Dal punto di vista concettuale pertanto tutte le equazioni [20] e [21] tranne una sono risolubili per quadrature; il calcolo effettivo è però assai laborioso. La piccolezza

del parametro τ consente però di arrestare lo sviluppo [19] al termine lineare in τ stesso.

I risultati del calcolo effettuato in tale ipotesi semplificativa sono riassunti nelle figg. 1 e 2 che danno gli andamenti della funzione ν_1 per vari valori di v: tenuto conto dell'ordine di grandezza del para-

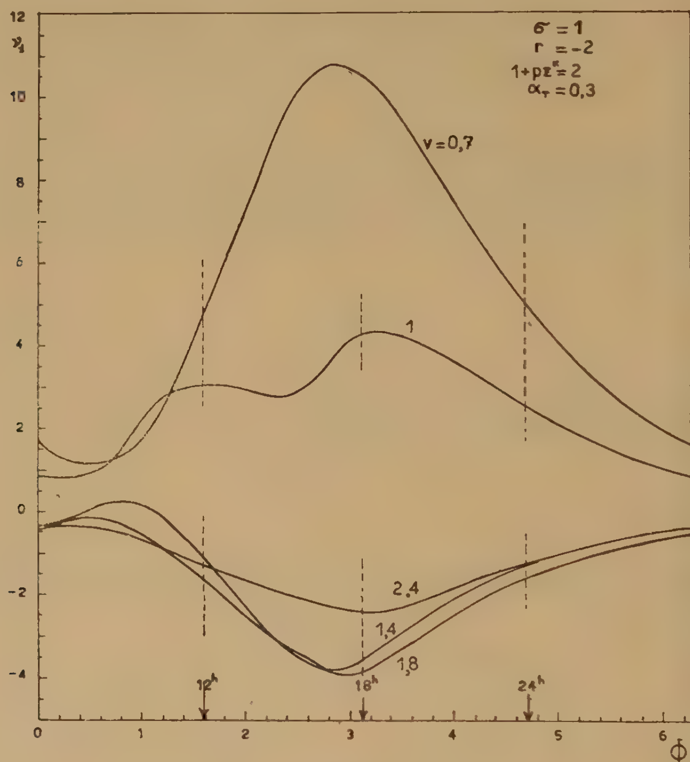


Fig. 1

metro τ risulta confermato che effettivamente le correzioni possono essere apprezzabili solo per lo strato F_2, sia per il caso della ricombinazione che per quello dell'attaccamento.

Si vede come nel caso dell'attaccamento (fig. 1) la ν_1 assume valori quasi soltanto negativi già per $v = 1,4$ mentre, nel caso della ricombinazione (fig. 2), essa si mantiene positiva per tutti i valori di v che abbiamo considerato; questo fatto, evidentemente dovuto alla forma stessa delle equazioni [20], rappresenta la maggiore differenza qualitativa rispetto ai risultati ottenuti da Ferraro: l'andamento del calcolo nu-

merico di ν_1 mostra però, chiaramente, che per valori di v alquanto maggiori di 2,4 la ν_1 viene ad assumere, anche nel nostro caso, valori negativi; comunque tale questione non è, al momento, di grande inte-

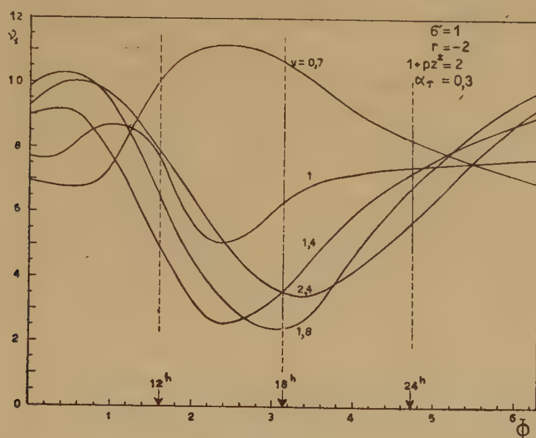


Fig. 2

resse dato che sperimentalmente, facendo astrazione dalle sporadiche osservazioni ottenute mediante razzi, è possibile « vedere » solo la parte di strato situata al disotto del massimo di densità elettronica.

Più interessanti appaiono le figg. 3 e 4 che danno l'andamento

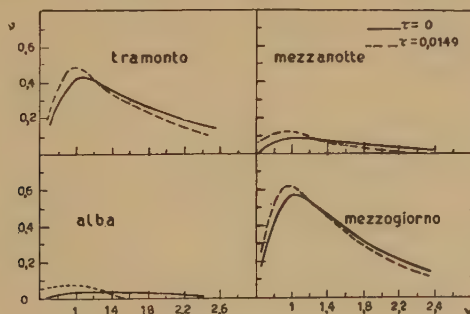


Fig. 3

di ν_0 (linee a tratto continuo) e di $\nu_0 + \tau\nu_1$ per $\tau = 0{,}0149$ e $\tau = 0{,}00664$, nel caso dell'attaccamento (fig. 3) e della ricombinazione (fig. 4), in quattro ore tipiche; i valori di τ corrispondono, nel nostro caso $\sigma = 1$ a *grad* $T = 7{,}27$ °K/km e 4,85 °K/km rispettivamente. Si constata dall'esame di tali figure che l'aumento $\tau\nu_1$ di densità elettronica è, sia

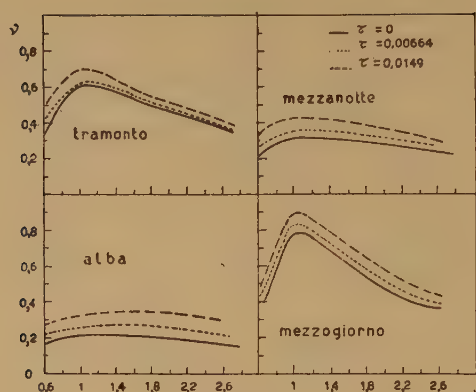


Fig. 4

per il caso della ricombinazione che per quello dell'attaccamento, più o meno notevole nella parte inferiore dello strato; nella zona al disopra del massimo, invece, la densità effettiva $\nu_0 + \tau\nu_1$ scende rapida-

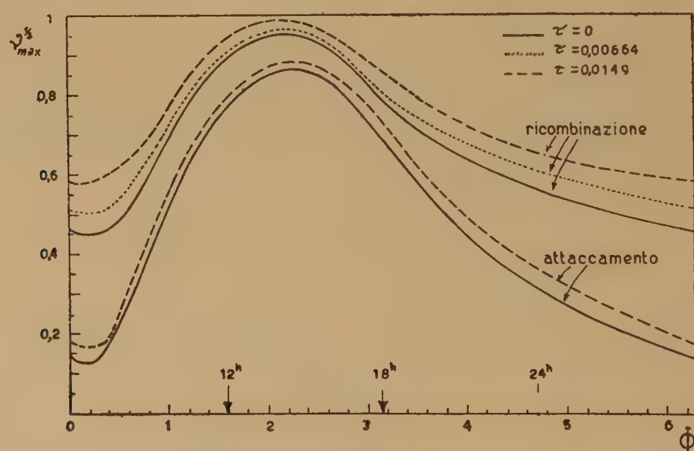


Fig. 5

mente a valori inferiori a quelli di ν_0 nel caso dell'attaccamento mentre nel caso della ricombinazione essa si mantiene superiore a quella ν_0 con tendenza a scendere a valori inferiori solo a quote molto alte.

In quanto alla quota di massima densità essa non subisce variazioni rilevanti: è evidente una diminuzione sistematica nel caso dell'attaccamento, maggiore intorno all'alba e di entità di circa 0,5 v; nel caso della ricombinazione invece non si hanno variazioni sensibili

tranne che in prossimità dell'alba allorché si ha un innalzamento dell'entità di circa 0,7 v. Tale tipo di comportamento della densità elettronica si riproduce con modalità e con entità di uguale ordine di grandezza anche nel caso $\sigma = \frac{1}{5}$ che pure abbiamo analizzato.

Nella fig. 5, infine, sono riportati per i vari casi considerati nelle fig. 3 e 4 gli andamenti di $(\nu_{max})^{1/2}$ che, come è noto, sono proporzionali alle frequenze critiche; si vede che in generale si ha un aumento di $(\nu_{max})^{1/2}$ più sensibile nelle ore notturne e in prossimità dell'alba, e di valore assoluto maggiore nel caso della ricombinazione che in quello dell'attaccamento ma circa dello stesso ordine se riferito ai valori di $(\nu_{o,max})^{1/2}$ che si hanno in assenza di diffusione.

Fin qui non abbiamo considerato l'effetto del campo magnetico terrestre: ci si convince facilmente, come ha fatto vedere Ferraro, che ove la densità di particelle sia sufficientemente piccola perché si possano ritenere gli ioni liberi di descrivere una spirale intorno alle linee di forza del campo magnetico terrestre, allora la diffusione prende luogo non lungo la verticale, come fin qui noi abbiamo ammesso, ma lungo la direzione delle linee di forza del campo: le equazioni [16] e [18] restano valide ma il coefficiente di diffusione D_{12} (e quindi il parametro τ) va moltiplicato per $sen^2 I$ essendo I l'inclinazione magnetica del luogo. Ove invece la frequenza di collisione tra molecole e ioni sia abbastanza grande rispetto alla frequenza di rotazione intorno alla direzione delle linee di forza, allora è possibile una diffusione trasversale alle linee stesse e l'effetto del campo magnetico terrestre risulta nel complesso trascurabile.

Tenuto conto di quanto sopra, essendo l'eventuale influenza del campo magnetico terrestre tale da ostacolare più o meno sensibilmente la diffusione verticale, possiamo concludere che i risultati ottenuti rappresentano un limite superiore per l'effetto della diffusione; in altri termini è probabile che l'effetto della diffusione sia, anche nel caso di atmosfera non isoterma, un semplice effetto perturbativo.

Roma — Istituto Nazionale di Geofisica — Settembre 1955.

RIASSUNTO

Nella presente nota si studia la diffusione degli elettroni (e degli ioni) in atmosfera non isoterma. Considerando la atmosfera come costituita da un miscuglio binario (un gas ioni-elettroni e un gas di molecole neutre) si stabilisce l'espressione generale della equazione di scomparsa degli elettroni nella ionosfera includente gli effetti della diffusione. Si risolve l'equazione stessa nel caso particolare di temperatura linearmente e indefinitamente crescente con la quota e si mostra che, similmente a quanto ottenuto da vari autori che hanno studiato il caso di temperatura costante a ogni quota, gli effetti della diffusione cominciano ad essere apprezzabili solo nello strato F_2. *Tuttavia, anche in queste condizioni e considerando che il calcolo numerico è stato condotto assumendo valori numerici che sono verosimilmente limiti superiori per il gradiente di temperatura e trascurando l'effetto del campo magnetico terrestre (che è tale da limitare più o meno considerevolmente la diffusione verticale), si conclude che la diffusione va probabilmente considerata come un effetto perturbativo che influisce solo debolmente sulla distribuzione di densità elettronica.*

SUMMARY

In this paper we consider the problem of the ion-electron diffusion in a not-isotherm atmosphere; this problem has been studied by some Authors always in the case of an isotherm atmospere.

The interest for the question is due to the fact that, if, as one generally assumes, the temperature-gradient in the F *layer is not zero, the effect of the diffusion may be more or less affected by the thermal diffusion.*

We have considered the atmosphere as a binary mixture (a ion-electron gas and a molecular gas) and have obtained the general term expressing the diffusion effects for a not-isotherm atmosphere: the solution of the corresponding equation regulating the electron density is very difficult; however, if one considers the case of temperature linearly increasing with the height, the general equation assumes the more simple expressions [16] and [18], respectively for the recombination case and for the attachment case; at last, the parameter τ

defined by [17] is very small for the conditions of the E *and the* F_1 *layers and begins to be perceptible only, for the conditions of the* F_2 *layer so that we can use the perturbation theory.*

The numerical results are obtained for an equinotial day at the equator: one sees that the effect of the diffusion is an increase of the maximum electron density ν_{max} *with respect to the case of no diffusion, more marked during the night and near sunrise; the height at which* ν_{max} *occurs does not vary greatly during the day with respect to the case of no diffusion: in the attachment case there is a light systematic diminution more marked near sunrise; in the recombination case there are not perceptible variations except near sunrise when the height of* ν_{max} *rises somewhat. With regard to the effects of the terrestrial magnetic field on the diffusion it is easily seen that they may be a limitation of the transverse and hence of the vertical diffusion; however, this limitation is not effective if the collision frequency of the ions is rather large compared with the spin of a ion spiralling round a magnetic line of force. If moreover one considers that the values we have assumed for* τ *are likely higher limits, we conclude that the effects of the diffusion are at once negligible in the* E *and* F *layers; in the* F_2 *layer, instead, they are likely small, also in the case of rather large temperature-gradient, so that one can consider them only as perturbative effects.*

BIBLIOGRAFIA

(1) HULBURT E. O., Phys. Rev., 31-1018 (1928).

(2) BRADBURY N. E., Terr. Magn., 43-55 (1938).

(3) FERRARO V. A., Terr. Magn., 50-215 (1945) e 51-427 (1946).

(4) YONEZAWA T., J. Radio Res. Labor., 2-125 (1955).

(5) MARIANI F., Ann. Geofis., 9-245 (1956).

(6) HIRSCHFELDER J. O., CURTISS CH. F., BIRD B. R., *Molecular theory of gases and liquids* (1954).

ANALISI PERIODALE APPLICATA AI MICROBAROGRAMMI

F. Mosetti

1. - *Premessa.* — In base ad una ricca casistica abbiamo potuto vedere ([2]) che esistono dei legami fra la presenza di aree cicloniche o di linee frontali (almeno entro una certa distanza dalla stazione registratrice) e il tipo di microbarogrammi registrati. Tali relazioni non vanno ricercate nelle onde microbariche a breve periodo (fino a 5 minuti circa) che, in base a quanto abbiamo potuto vedere, risultano dovute prevalentemente al vento, bensì nelle onde a lungo periodo (tra 10 minuti e 2 ore circa). Tra queste oscillazioni a lungo periodo va però fatta una distinzione essenziale a seconda che siano in rapporto coi fronti o coi cicloni. Un fronte ([2,5]) dà al microbarografo corti gruppi di oscillazioni a lungo periodo, molto ampie e a carattere visibilmente smorzato, alle quali si sovrappongono oscillazioni pure ampie ma a periodo brevissimo che danno un'immagine vistosa e caratteristica della perturbazione in transito sulla stazione. Tali oscillazioni « da fronte » iniziano, a seconda dell'energia insita nella discontinuità, anche parecchie ore prima del passaggio di questa sulla stazione e svaniscono più o meno lentamente; la loro osservazione in reti di stazioni potrebbe essere di indubbia utilità, accanto agli usuali metodi, per il tracciamento della linea frontale e per seguirne i movimenti. Di aspetto completamente diverso sono invece le registrazioni di oscillazioni in rapporto con aree cicloniche. Tali onde sono praticamente sempre presenti, con maggior o minor ampiezza e con differenti periodi, su qualunque microbarogramma: esse formano una specie di substrato oscillante sul quale si evolvono le altre fluttuazioni meno persistenti quali quelle a breve periodo in rapporto al vento, o quelle a lungo periodo legate al passaggio dei fronti. Considerando, specialmente in giornate estive, i microbarogrammi ottenuti in presenza di una sola area ciclonica e in assenza di ogni altra apparente causa perturbatrice entro un raggio molto vasto, abbiamo potuto constatare che essi erano costituiti praticamente da un'unica periodicità il cui periodo cresceva col crescere

della distanza tra la perturbazione e la stazione registratrice e la cui ampiezza era tanto maggiore, a parità di distanza, quanto maggiore era il gradiente barico dell'area ciclonica stessa. La presenza simultanea di più perturbazioni provocava interferenze nella registrazione, che diventava irregolare e tormentata.

Alcuni anni fa, all'inizio di questo nostro gruppo di ricerche, facevamo uso di uno strumento costruito dal Padre *Alfani*, molto sensibile ma con costanti valvolari ([1]) e scorrimento del chimografo tali da essere utilizzabile solo per la registrazione di onde brevi (da qualche frazione di secondo a 1-2 minuti).

In seguito abbiamo fatto uso di strumenti con costanti valvolari idonee alla ricezione di onde a lungo periodo (da 2 minuti a 2 ore circa), con registratore a scorrimento più lento (2 cm all'ora), e muniti di registrazione fotografica per eliminare il troppo incostante attrito del pennino sul foglio affumicato.

Il microbarografo, come si sa, è costituito essenzialmente da una capsula pneumatica ([1]) o da una lamina di gomma, tesa sull'apertura di un tubo, in comunicazione con un grosso recipiente (tanto più capace quanto più si vuol ingrandire l'escursione della pressione), che viene ad oscillare sotto la spinta delle fluttuazioni bariche. Poiché in tal maniera lo spostamento della capsula pneumatica o della lamina di gomma, prescindendo dalla risonanza dell'oscillatore meccanico, sarebbe eguale per qualunque periodo dell'onda di pressione da registrare, il recipiente viene messo in comunicazione con l'esterno attraverso un capillare regolabile, onde smorzare le oscillazioni a periodo più lungo.

Abbiamo infatti mostrato in ([1]) che la variazione del flusso oscillante q con frequenza ω e ampiezza p_0 attraverso il capillare con cui il recipiente di sensibilità comunica con l'esterno è

$$\frac{dq}{dt} = \frac{M\omega}{\sqrt{\omega^2 + A^2}} p_0 \sin(\omega t + \varphi)$$

ove M ed A indicano particolari costanti.

Se $\triangle p$ indica la differenza tra pressione interna al recipiente e pressione atmosferica esterna, potremo anche scrivere, per la legge di *Poiseuille*:

$$\frac{dq}{dt} = M \triangle p$$

Dal confronto tra queste due espressioni si ottiene

$$\triangle p = \frac{\omega}{\sqrt{\omega^2 + A^2}} p_0 \sin(\omega t + \varphi)$$

Lo spostamento della capsula viene così ad essere proporzionale a p_0 sicché, a meno di una costante, e trascurando l'effetto dell'oscillatore meccanico, l'ingrandimento dinamico del microbarografo risulta variabile, in funzione della frequenza dell'onda da registrare, secondo la:

$$S = \frac{\omega}{\sqrt{\omega^2 + A^2}} \qquad [1]$$

Poiché la costante A cresce con l'apertura del capillare, la funzione [1] è la legge dello smorzamento delle onde lunghe nel microbarogramma. Il corrispondente filtro è costituito dalla capacità del recipiente di sensibilità e dalla resistenza opposta dal capillare al passaggio dell'aria fra recipiente ed esterno.

Volendo smorzare anche le onde brevi col medesimo sistema, potremo ([4]) racchiudere anche la capsula registratrice in un recipiente munito di capillare; in tal maniera, indicando con B un'altra costante avente le medesime dimensioni fisiche di A, si ricava facilmente ([4]) che l'ampiezza della registrazione varia proporzionalmente a:

$$S'' = \frac{\omega B}{\sqrt{(\omega^2 + A^2)\ (\omega^2 + B^2)}}$$

Questa funzione si annulla sia per i piccoli periodi che per i grandi ed esalta la frequenza $\omega = \sqrt{AB}$.

Il recipiente di sensibilità del microbarografo, comunicante con l'esterno attraverso il capillare, funge dunque da filtro per le onde lunghe, mentre la scatola racchiudente la capsula registratrice, comunicante con l'aria esterna pure mediante un capillare, rappresenta il filtro per le onde brevi.

Pur avendo, l'onda selezionata, la frequenza $\omega = \sqrt{AB}$, spesso la selettività ad essa corrispondente non è sufficiente. Si può allora aumentare, da un lato o da entrambi, la riduzione d'ampiezza per i periodi attorno a quello da selezionare, aggiungendo, ai due capillari preesistenti, un numero, eguale o no, di altri sistemi « scatola di capacità + capillare ». In tal maniera, B' indicando la costante (eguale) di ogni coppia di filtri applicati alla capsula registratrice e A' indi-

cando la costante delle coppie dei filtri applicati al recipiente, se n e m rappresentano il numero delle coppie, la sensibilità dello strumento viene rappresentata (4) dalla

$$S = \frac{\omega}{\sqrt{A^2+\omega^2}} \frac{B}{\sqrt{\omega^2+B^2}} \left(\frac{B'}{\sqrt{\omega^2+B'^2}}\right)^n \left(\frac{\omega}{\sqrt{\omega^2+A'^2}}\right)^m \qquad [2]$$

Operando in tal modo, si ottiene, nel caso praticamente più semplice che $A = A' = B' = B$ e $n = m = p$,

$$S = \left(\frac{\omega B}{\omega^2+B^2}\right)^p \qquad [3]$$

Con p filtri, cioè, un'onda di pressione $P\ (t)$ composta, viene ridotta nella seguente maniera:

$$P\,(t) = \sum_1^K{}_i\, a_i \sin(\omega_i t + \varphi_i) \rightarrow \sum_1^K{}_i \left(\frac{\omega_i B}{\omega_i^2 + B^2}\right)^p a_i \sin(\omega_i t + \varphi_i) =$$

$$= \frac{a_r}{2p} \sin(\omega_r t + \varphi_r) + \text{termini trascurabili} \qquad [4]$$

qualora si operi con filtri tali che $B = \omega_r$.

Ci siamo posti alla costruzione di un nuovo apparecchio di tal fatta per poter studiare, senza tema di incorrere in errori di interpretazione o di analisi, il comportamento e la correlazione di ogni tipo di onde registrabili coi microbarografi e soprattutto per tentare di definire, in maniera esauriente, la questione della provenienza delle onde microbariche.

Il microbarografo, munito dei due sistemi di filtri, può essere di utile applicazione anche quando non si voglia registrare proprio una sola delle periodicità presenti. Così il capillare (con o senza aggiunta di ulteriori filtri del recipiente di sensibilità) serve ad eliminare il contributo delle lunghe fluttuazioni (per es. variazione diurna della pressione atmosferica, di per se stessa molto ampia); tali fluttuazioni maschererebbero le oscillazioni più brevi e più interessanti, riducendo le funzioni di un microbarografo, strumento differenziale, a quelle di un comune barografo enormemente amplificato.

Racchiudendo invece la capsula registratrice in una scatola munita di capillare potremo eliminare le onde brevissime (p. es. quelle dovute al vento), sovente molto ampie, che pure possono essere di noia in particolari ricerche.

Nella fig. 1 portiamo un esempio di questa possibilità d'impiego; il grafico superiore rappresenta una registrazione microbarografica ottenuta con vento da ENE a 80 km/h di velocità, con capsula registratrice in diretta comunicazione con l'esterno e capillare del recipiente di sensibilità abbastanza chiuso.

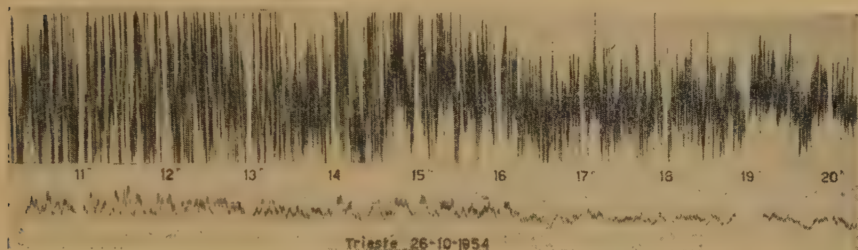


Fig. 1

Le onde più lunghe, con 3 o più ore di periodo, appaiono, dal grafico superiore, ricoperte dalle brevi e fortissime oscillazioni da vento che mascherano completamente le periodicità intermedie.

Il grafico inferiore è stato tracciato simultaneamente da uno strumento eguale al precedente ma fornito di filtri per le onde brevi: il

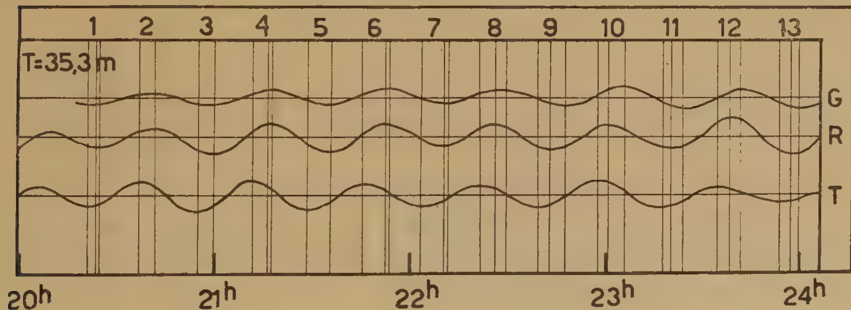


Fig. 2-a

contributo delle oscillazioni da vento è ridotto a piccole frangie che non impediscono di apprezzare la struttura e il tipo del « microbarogramma residuo ».

2. — *Analisi periodale delle onde microbariche.* — Nella nota di cui al numero (3) della bibliografia auspicammo che si potessero conoscere con sicurezza il periodo e gli sfasamenti fra le varie onde, allo scopo di determinarne, senza ombra di dubbi, la direzione di prove-

nienza e la velocità. Conseguenza logica di tutto questo, la costruzione del nuovo microbarografo.

Abbiamo tuttavia voluto vedere, in questo lavoro, quali risultati si ottengano quando si cerchi di calcolare la velocità di fase e la direzione di provenienza degli impulsi considerando oscillazioni ridotte ad un'unica periodicità, non grazie a particolari strumenti, bensì mediante l'applicazione di particolari operatori matematici all'oscillazione complessiva del microbarogramma. Abbiamo cioè sottoposto alcuni microbarogrammi normali ad analisi periodale ([6]).

Con tale metodo, partendo dalla registrazione originaria del tipo

$$P\,(t) = \sum_{1}^{K}{}_{i}\, a_i \, sin\,(\omega_i\, t + \varphi_i)$$

si ottiene, mediante opportune combinazioni lineari delle ordinate del microbarogramma, una funzione

$$\sum_{1}^{K}{}_{i}\, M_i\, a_i\, sin\,(\omega_i\, t + \varphi_i)$$

ove $\qquad M_i = \gamma_o + \gamma_1 \, cos\, \omega_i + \gamma_2 \, cos\, 2\, \omega_i + \gamma_3 \, cos\, 3\, \omega_i + \ldots$

con $\gamma_o, \gamma_1, \gamma_2 \ldots\ldots$ costanti da determinare.

Si possono calcolare gli M_i in modo che $M_r = 1$ e gli altri $M_{i \neq r}$ siano nulli o trascurabili.

Otteniamo in tal modo un risultato [5]

$$P\,(t) = \sum_{1}^{K}{}_{i}\, a_i \, sin\,(\omega_i\, t + \varphi_i) \rightarrow a_r\, s\; n\,(\omega_r\, t + \varphi_r) + \text{termini trascurabili,}$$

formalmente identico a quello raggiunto dalla [4].

In definitiva cioè, la scomposizione nelle componenti periodiche semplici anziché ottenerla con uno strumento la otteniamo, con identico risultato, mediante il calcolo.

Abbiamo voluto sottoporre ad analisi periodale i medesimi diagrammi (giorno 27.8.52 dalle 20^h alle 24^h e 29.8.52 dalle 0^h alle 5^h) presentati nel lavoro di cui al numero ([3]) della bibliografia, ottenendo pressoché i medesimi risultati.

Il problema è interessante, nelle sue conseguenze, anche dal punto di vista della perfetta applicabilità del metodo dell'analisi periodale a diagrammi strumentali. Dai risultati di questa analisi abbiamo eliminato le onde di periodo più breve (di 2 e 3 unità di ascissa — l'unità di ascissa adottata è l'intervallo di 6 minuti) perché troppo influen-

zate dalle irregolarità e dagli errori di lettura dei microbarogrammi e abbiamo portato invece la nostra attenzione sulle componenti più lunghe; i risultati di queste analisi sono raffigurate nelle figg. 2*a* e 2*b* e nelle figg. 3*a*, 3*b* e 3*c* in cui si fa la comparazione tra le fasi nelle tre stazioni *G*, *R*, *T*.

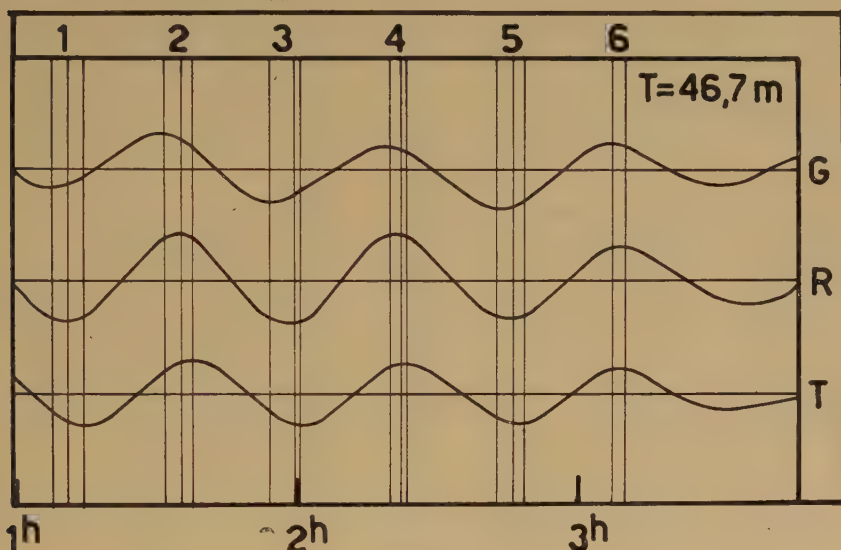


Fig. 2-b

Come si vede si tratta di gruppi di onde non eguali per periodo, succedentisi attraverso zone di sfasamento; in tutte e tre le stazioni la somiglianza delle registrazioni simultanee è evidente. L'ampiezza diversa è dovuta unicamente al fatto che l'ingrandimento non era perfettamente eguale nei tre strumenti; le costanti strumentali usate non apportano di per se stesse alcuno sfasamento apprezzabile, sicché gli sfasamenti misurati dipendono proprio dai diversi tempi di arrivo del medesimo impulso in ognuna delle tre stazioni.

Alle differenze di fase così ottenute sulle componenti pure abbiamo applicato le formule che ci danno il coefficiente angolare f della direzione di provenienza (³)

$$f = \frac{r - p\tau}{q\tau}$$

e la velocità v

$$v = \frac{qr}{\sqrt{\triangle t_2^2 (q^2 + p^2) + \triangle t_1^2 r^2 - 2 rp \triangle t_1 \triangle t_2}}$$

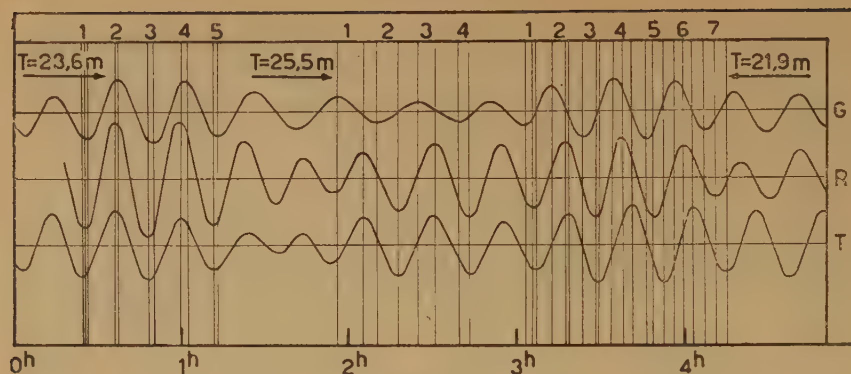


Fig. 3-a

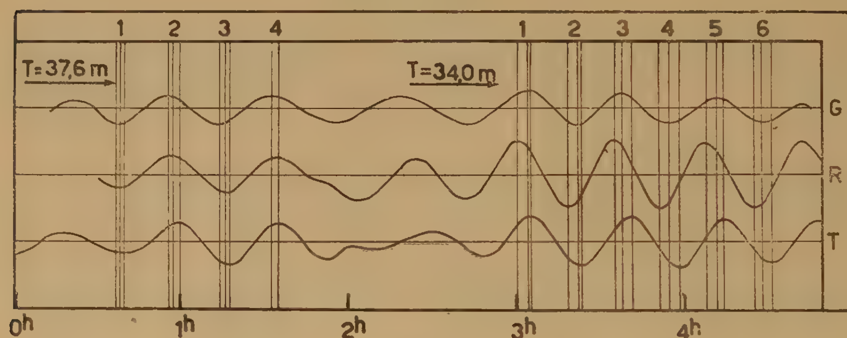


Fig. 3-b

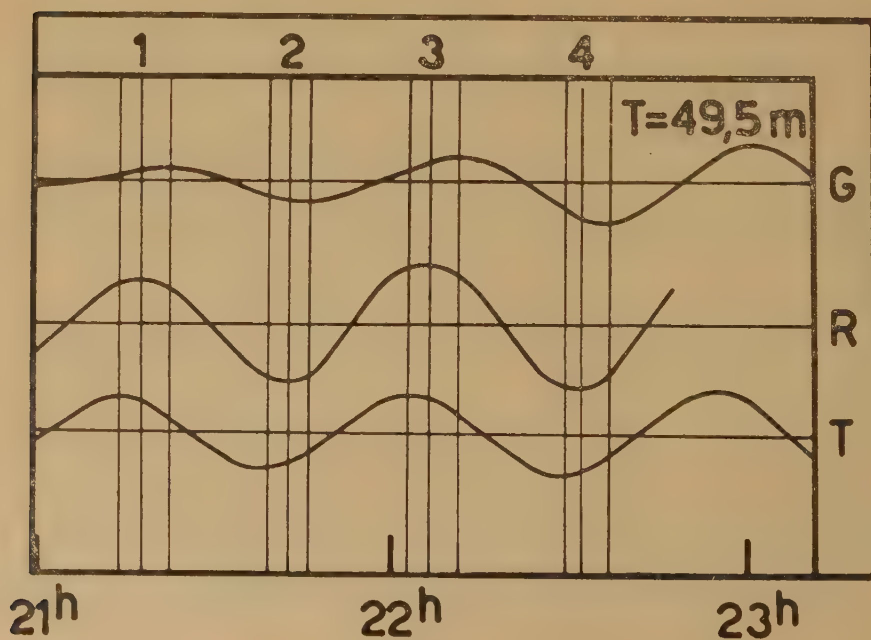


Fig. 3-c

ove r, p e q dipendono dalle dimensioni e dall'orientamento del triangolo GRT e valgono rispettivamente, nel nostro caso, *6450 m*, *3850 m* e *1400 m*, $\tau = \triangle t_2 \,/\, \triangle t_1$ con $\triangle t_2 = t_G - t_T$, $\triangle t_1 = t_G - t_R$. Calcolando da f, in base all'orientamento del triangolo delle stazioni, l'azimut a (in gradi contati in senso antiorario da N) e il verso, abbiamo ottenuto i valori riportati nella tabella seguente:

29-8-52	T = min	v = m/min	a	T = min	v = m/min	a
0h-5h	22,8	2550	+ 52	36,6	2530	+52
	23,6	2460	— 33	38,0	1160	+79
	24,4	1240	— 33	37,2	1420	+ 4
	23,6	1240	— 33	38,8	1240	—33
	23,6	2460	— 33	37,6 ± 0,5	1590 ± 316	+26 ± 25
	23,6 ± 0,3	1990 ± 320	— 16 ± 17	36,0	324	+118
	26,0	307	— 33	34,8	324	+ 118
	26,4	411	— 33	33,2	306	+ 110
	26,7	491	— 33	32,8	275	+ 115
	25,2	550	— 13	33,2	279	+ 116
	22.8	530	— 13	34,0	306	+ 110
	25,5 ± 0,7	456 ± 45	— 25 ± 6	34,0 ± 0,6	302 ± 9	+ 115 ± 1
	22,8	1640	+ 4	47,1	855	+ 52
	21,8	775	— 19	46,8	934	+ 26
	22.0	775	— 19	46,8	777	— 13
	22,0	860	+ 52	47,6	1630	+ 4
	21,6	830	+ 71	47,6	2050	— 13
	22,2	860	+ 52	44,4	1240	— 13
	21,2	790	+ 33	46,7 ± 0,4	1245 ± 214	+ 7 ± 13
27-8-52	21,9 ± 0,2	934 ∓ 120	+ 25 ± 14			
20h-24h	30,6	526	+ 108	36,4	934	+ 26
	34,8	469	+ 100	36,4	855	+ 52
	35,2	469	+ 100	37,6	450	+ 85
	35,2	531	+ 101	35,3 ± 0,5	565 ± 54	+ 79 ± 8
	35,2	312	+ 100	48,0	740	+ 67
	34,4	370	+ 95	49,5	855	+ 52
	35,2	3 0	+ 95	50,1	790	+ 52
	34,8	634	+ 67	50,4	800	+ 17
	36,4	790	+ 67	49,5 ± 0,6	795 ± 24	+ 47 ± 11
	37,2	634	+ 33			

Come si può notare confrontando questa tabella coi valori riportati nel lavoro ([3]), vi è una notevole concordanza nei valori della velocità e della direzione di provenienza dei vari impulsi rilevati direttamente dal diagramma o ottenuti mediante l'analisi periodale di questo; anche dal confronto della fig. 4 si nota la concordanza nella determinazione della direzione di provenienza; solo che i valori sono molto più omogenei e meno soggetti ad errore nel caso di analisi applicata, non direttamente ai diagrammi originali, ma previa separazione delle componenti.

Avevamo detto in [3], basandoci sui poco precisi risultati di misure dirette dal microbarogramma, che non appariva alcuna netta correlazione tra velocità e periodo o direzione di provenienza, per cui concludevamo che la velocità non poteva venir considerata una caratteristica invariabile di queste onde, ma doveva venir calcolata caso per



Fig. 4

caso. Con la possibilità discriminativa ben maggiore ottenuta dalla nostra scomposizione giungiamo agli stessi risultati.

Un'altra notevole miglioria che si ottiene operando sui diagrammi selezionati anziché sugli originali, riguarda la determinazione del periodo e della fase. In un diagramma originale infatti è difficile poter scegliere impulsi che, a vista, derivino dalla medesima causa e ab-

biano perciò il medesimo periodo, come anche è difficile apprezzare il periodo stesso o misurarne lo sfasamento. Tutto questo diventa molto più facile operando sulle componenti pure ottenute dall'analisi periodale, anche se alcune di queste componenti vanno perdute per scomodità pratiche di analizzarle, e anche se errori o imprecisioni di calcolo portino, pure in questo caso, inevitabili distorsioni.

Viene inoltre dimostrata, attraverso l'analisi periodale, la continuità dei vari impulsi che formano treni d'onda abbastanza persistenti e regolari.

Queste conclusioni non possono non essere di valido aiuto per la continuazione delle ricerche con nuovi strumenti e per l'interpretazione dei loro risultati.

Istituto Nazionale di Geofisica — Osserv. Geofisico di Trieste — Novembre 1954.

RIASSUNTO

Sono stati sottoposti ad analisi periodale alcuni microbarogrammi ottenuti in un gruppo di stazioni tripartite.

Con questo metodo matematico-numerico si riesce a separare le varie componenti che costituiscono i grafici strumentali. Esse sono eguali per periodo e andamento dell'ampiezza in tutte e tre le stazioni del gruppo considerato; la determinazione della direzione di provenienza e della velocità applicata a queste onde semplici corrisponde, migliorandola, alla determinazione già eseguita sui diagrammi originali.

SUMMARY

We have elaborate with the periodical analisis some microbarograms obtained in a group of tripartite stations.

With this mathematicien and numerical method it is possible to separate the various components which form the instrumental graphics. They are all the same for period and development of the amplitude in all the three stations of the considerated group; the determination of the coming from direction and of the velocity applied to these simple waves is in relation, with improvement, to the determination before done on the original diagrams.

BIBLIOGRAFIA

(1) F. Mosetti, *Teoria del microbarografo Alfani,* Annali di Geofisica, IV, 1951.

(2) F. Mosetti, *Le onde microbariche,* Rivista di Meteorologia Aeronautica, III, 1952.

(3) F. Mosetti, *Primi risultati sulla localizzazione delle perturbazioni atmosferiche dall'esame delle onde microbariche,* Annali di Geofisica, VI, - 4 - 1953.

(4) F. Mosetti. *Principi sui filtri per le onde di pressione,* Annali di Geofisica, VII, - 2 - 1954.

(5) F. Mosetti, *A proposito di una questione sulle onde microbariche caratteristiche dei fronti,* Annali di Geofisica, VII, 3, 1954.

(6) F. Vercelli, *Analisi periodale,* Tecnica Italiana, I, 1954.

TEMPERATURA E DENSITÀ ELETTRONICA NELLA REGIONE F DELLA IONOSFERA

F. Mariani

Negli ultimi anni numerosi autori hanno studiato l'andamento della distribuzione di densità elettronica nella ionosfera supponendo non isoterma la regione di atmosfera nella quale essa è localizzata.

L'attenzione è stata concentrata su alcuni modelli di atmosfera rispondenti alla duplice esigenza di tener conto dei risultati sperimentali noti (parte dei quali in realtà sono piuttosto qualitativi che quantitativi) e, d'altra parte, di consentire uno studio matematico per quanto possibile semplice del problema: assai utili sono stati i modelli in cui la temperatura viene supposta crescente linearmente o esponenzialmente con la quota.

Nella presente ricerca ci proponiamo: *a*) di discutere da un punto di vista generale l'effetto provocato da variazioni di temperatura con la quota e con il tempo sulla densità elettronica della regione F nel suo complesso (paragrafi 1 e 2); *b*) di esaminare (paragrafo 3) le possibilità di un nuovo modello di regione F costituita da un solo tipo di ioni, modello che sembra atto, con qualche ulteriore precisazione, a rendere conto contemporaneamente del comportamento « normale » dello strato F_1 e di quello « anomalo » dello strato F_2.

Paragrafo 1. La teoria della formazione degli strati ionizzati dell'alta atmosfera svolta da Bates e Massey (1) porta a concludere che, ove si trascuri il fenomeno della diffusione, la densità elettronica $N(z, t)$ varia con il tempo t, a ciascuna quota z, in accordo con la equazione

$$\frac{\partial N}{\partial t} = I(z,t) - \alpha N^2 = I(z,t) - \bar{\alpha} N^2 - \frac{N}{T}\frac{dT}{dt} \qquad [1]$$

ove $I(z, t)$ = intensità di ionizzazione;

$$\alpha = \alpha_e + \lambda\alpha_i + \frac{1}{N}\frac{1}{1+\lambda}\frac{d\lambda}{dt} + \frac{1}{NT}\frac{dT}{dt} = \bar{\alpha} + \frac{1}{NT}\frac{dT}{dt} = \text{coefficiente} \qquad [2]$$

di ricombinazione generalizzato;

$$\lambda = \frac{\beta N n - N \frac{1}{1+\lambda} \frac{d\lambda}{dt}}{\rho N + k N n + I + (\alpha_i - \alpha_e) N^2}$$

n = densità numerica di particelle neutrali;

α_e = coefficiente di ricombinazione elettronica;

α_i = coefficiente di ricombinazione ionica;

β = coefficiente di attaccamento radiativo;

ρ = coefficiente di fotodistacco;

k = coefficiente di distacco per urto.

Nella [1], oltre al termine correttivo introdotto allorché si voglia considerare l'effetto della diffusione che consideriamo altrove (2), va aggiunto un ulteriore termine che tenga conto dell'effetto del campo magnetico terrestre sul moto degli elettroni (e degli ioni) determinato dalle maree nella ionosfera (teoria di Martyn).

In quanto all'effetto dovuto alle variazioni temporali della temperatura conviene osservare che, come ha mostrato Gerson (3), esso va scritto in generale nella forma $+\frac{N}{n}\frac{dn}{dt}$ che si riduce a quella $-\frac{N}{T}\frac{dT}{dt}$, adottata nella [1], nel caso « isobarico ».

Accanto alla equazione [1] considereremo anche l'altra equazione che può scriversi in forma elementare allorché si ritenga, quale causa prevalente della scomparsa degli elettroni, l'attaccamento degli elettroni liberi a molecole neutre

$$\frac{\partial N}{\partial t} = I(z,t) - \beta N \qquad [3]$$

ove β è il coefficiente di attaccamento generalizzato dato dall'espressione

$$\beta = \bar{\beta} - \frac{1}{n}\frac{dn}{dt} \qquad [4]$$

In generale le quantità $\bar{\alpha}$ e $\bar{\beta}$ dipendono dalla temperatura (oltreché da altre variabili): esse si identificano con il coefficiente di ricombinazione e con quello di attaccamento, rispettivamente, allorché la densità n non dipende esplicitamente dal tempo (come di fatto quasi

sempre si ammette). In merito alla forma esplicita del coefficiente $\bar{\alpha}$ essa è stata assunta da numerosi autori del tipo $\alpha \sim \frac{1}{T^{\gamma}}$ con γ esponente i cui valori più frequentemente adottati (4) (5) (6) (7) sono stati $\gamma = 3$, $\gamma = \frac{1}{2}$ ovvero, per pressioni atmosferiche inferiori a 10^{-5} mbar quali quelle esistenti nello strato F_2, $\gamma = -\frac{1}{2}$; altri autori (8), partendo dalla espressione generale di α sopra riportata, hanno ottenuto per lo strato F_2 l'espressione approssimata (valida di notte) $\alpha = \eta \frac{n}{N T}$ ove η è una costante di proporzionalità. In quanto al coefficiente $\bar{\beta}$ esso è più spesso assunto inversamente proporzionale alla temperatura T.

Come si vede assai differenti sono le assunzioni fatte dai vari autori; resta però il fatto notevole che, a parte la corretta dipendenza dei coefficienti $\bar{\alpha}$ e $\bar{\beta}$ dalla temperatura, dalla pressione e da altri eventuali parametri, essi risultano funzioni decrescenti al crescere della quota (a rigore, considerando che le nostre informazioni sperimentali derivano da radiosondaggi, dovremmo dire al crescere dell'altezza virtuale) come è stato recentemente confermato (9) dall'esame comparativo dei dati ionosferici raccolti in occasione di numerose eclissi solari; vogliamo notare, in più, che da tale esame è risultata messa in luce la circostanza, peraltro già constatata anche da altri autori (10), che nello strato F_2 sia prevalente il fenomeno dell'attaccamento o che, quanto meno l'equazione di scomparsa sia del tipo [3]. Questa circostanza può rendere plausibile l'uso, almeno per lo strato F_2, dell'espressione $\alpha = \eta \frac{n}{N T}$ del coefficiente di ricombinazione, espressione che, introdotta nella [1] trasforma l'equazione stessa in una del tipo [3]. Tale questione viene più ampiamente esaminata nel § 3.

Paragrafo 2. Per procedere alla soluzione delle equazioni [1] e [3] le scriveremo in forma più usuale. Ove si ammetta che ad una certa quota la temperatura abbia un valore costante T_0 nel corso della giornata (e dell'anno eventualmente) e ponendo

$$\bar{\alpha} = \frac{\alpha_0}{\left(\frac{T}{T_0}\right)^{\gamma}} \; ; \; \bar{\beta} = \frac{\beta_0}{\left(\frac{T}{T_0}\right)^{\Gamma}} \text{ ove } \alpha_0 \text{ e } \beta_0 \text{ sono i valori di } \bar{\alpha} \text{ e } \bar{\beta} \text{ per } T = T_0; \quad [5]$$

$$I(z,t) = I_0 F(z,t) \text{ ove } I_0 \text{ è il valore massimo di } I(z,t) \text{ per } \chi = 0° \quad [6]$$

$$t = \frac{86400}{2\pi}\Phi \qquad \text{con } \Phi = 0 \text{ a mezzogiorno;} \qquad [7]$$

$$\nu = \frac{N}{N_0} \text{ con } N_0 = \sqrt{\frac{I_0}{\alpha_0}} \text{ e } N_0 = \frac{I_0}{\beta_0} \text{ rispettivamente nel caso della}$$
equazione [1] e della equazione [3]; [8]

$$\sigma_1 = \frac{1}{1{,}37\cdot 10^4 N_0 \alpha_0} \; ; \quad \sigma_2 = \frac{1}{1{,}37\cdot 10^4 \beta_0} \qquad [9]$$

si perviene alle equazioni

$$\sigma_1 \frac{d\nu}{d\Phi} = F - \frac{\nu^2}{\left(\frac{T}{T_0}\right)^\gamma} + \sigma_1 \tau \nu \qquad [10]$$

e

$$\sigma_2 \frac{d\nu}{d\Phi} = F - \frac{\nu}{\left(\frac{T}{T_0}\right)^\Gamma} + \sigma_2 \tau \nu \qquad [11]$$

ove è $\tau = \frac{1}{n}\frac{dn}{d\Phi}$, ovvero, nel caso « isobarico », $\tau = -\frac{1}{T}\frac{dT}{d\Phi}$.

Consideriamo dapprima il caso stazionario. In tale caso la soluzione della [10] è

$$\nu = \left[\frac{\tau\sigma_1}{2} + \sqrt{\left(\frac{\tau\sigma_1}{2}\right)^2 + F\left(\frac{T_0}{T}\right)^\gamma}\,\right] \cdot \left(\frac{T}{T_0}\right)^\gamma \qquad [12]$$

Quella della [11] invece è

$$\nu = \frac{F}{1 - \sigma_2 \tau (T/T_0)^\Gamma} \cdot \left(\frac{T}{T_0}\right)^\Gamma \qquad [13]$$

Conviene a questo punto vedere quali sono le condizioni cui si richiede che soddisfi la soluzione delle equazioni scritte. Considerato che, almeno in prima approssimazione, la teoria di Chapman rende conto in modo abbastanza soddisfacente del comportamento diurno (e annuo) dello strato F_1, risulta chiaro che ciò che principalmente occorre spiegare è il comportamento anomalo dello strato F_2, in particolare l'anomalia diurna, cioè la presenza dei due massimi di densità elettronica nei mesi estivi, l'uno prima di mezzogiorno e l'altro verso il tramonto e di valore di norma più alto del primo. Per ottenere questo risultato sono stati proposti numerosi raffinamenti della origi-

naria teoria di Chapman tendenti ad attribuire la diminuzione meridiana di densità a una corrispondente diminuzione di intensità di ionizzazione dovuta non già a diminuzione dell'irradiazione solare bensì a un sensibile aumento meridiano della temperatura con conseguente dilatazione e innalzamento dello strato F_2.

L'effettivo aumento della temperatura richiesto da tale ipotesi è assai notevole: così per es. Akasofu ([11]), che per lo strato F_1 considera un gradiente verticale di temperatura costante con la quota e proporzionale al $\cos\chi$ (χ = angolo zenitale del sole), per ottenere che la intensità di ionizzazione $I(z, t)$ nello strato F_2 sia minima a mezzogiorno assume un rapporto 5:4 fra i gradienti di temperatura alle ore 12 e alle ore 11, ben maggiore del rapporto tra i corrispondenti valori di $\cos\chi$; con un diverso schema, Kamiyama ([12]) ottiene lo scopo considerando una dipendenza della temperatura T dal tempo e dalla quota nella forma

$$T = T_o \exp(\gamma z) \qquad [14]$$

$$\text{con } \gamma = \gamma_o (\cos\chi)^{1/2} \text{ e } \gamma_o = 0{,}0072\,\text{km}^{-1}$$

Con queste o altre assunzioni « a priori » si può tentare di risolvere il problema dell'anomalia diurna di f_0F_2; tuttavia può sorprendere l'entità delle variazioni richieste.

A questo proposito occorre notare che, per una determinata e fissata legge di dipendenza di T (e quindi di n, di F e di τ) dal tempo, l'assumere un valore positivo qualsivoglia per l'esponente γ che compare nella [12] ha per conseguenza quella di ridurre o addirittura di compensare la diminuzione di densità elettronica prodotta da una eventuale diminuzione di F.

Considerazioni qualitativamente analoghe valgono qualora si considerino altri tipi di variazione del coefficiente di ricombinazione con la quota, in quanto, dovendo in ogni caso trattarsi di una diminuzione, ne risulta che l'effetto di tale diminuzione è contrario a quello che si cerca di avere da una diminuzione di ionizzazione a mezzogiorno, se è vero che lo strato F_2 è più alto in ore meridiane. Dopo quanto si è detto limiteremo per semplicità la nostra attenzione al caso in cui il coefficiente $\bar{\alpha}$ sia costante con la quota e nel tempo in quanto, se già in questo caso non ci riuscirà possibile spiegare soddisfacentemente l'anomalia diurna dello strato F_2 con tanta maggior ragione questa sarà impossibile a spiegarsi allorché si consideri l'effettivo andamento con la quota del coefficiente di ricombinazione. Esamineremo il solo

caso della ricombinazione in quanto le considerazioni che svolgeremo per esso sono del tutto analoghe a quelle che si potrebbero svolgere nel caso dell'attaccamento.

In quanto al termine correttivo che nelle [10] e [11] introduce l'effetto della variazione temporale della temperatura assumeremo, per il momento, che la temperatura sia ad ogni quota massima a mezzo-

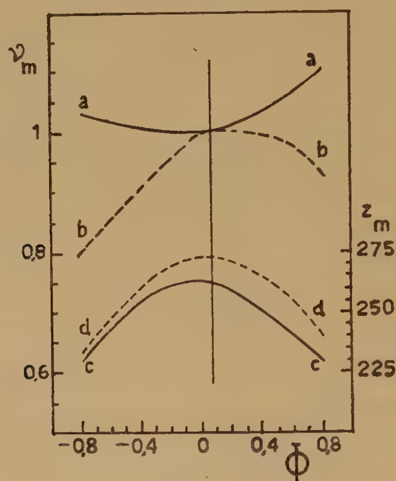


Fig. 1

giorno e ad andamento simmetrico rispetto a tale massimo e che la $F(z, t)$ abbia effettivamente un minimo meridiano.

Consideriamo dapprima il caso « isobarico »: a ogni quota si può allora scrivere

$$\tau = -\frac{1}{T}\frac{dT}{d\Phi} = -\frac{d \log T}{d\Phi} \begin{cases} < 0 & \text{per } \Phi < 0 \\ > 0 & \text{per } \Phi > 0 \end{cases} \qquad [15]$$

Scrivendo la [12] nella forma semplificata

$$\nu = \frac{\tau \sigma_1}{2} + \sqrt{\left(\frac{\tau \sigma_1}{2}\right)^2 + F} \qquad [16]$$

si constata che la distribuzione $\nu(z)$, tenuto conto della [15], risulta a parità di χ, prima e dopo mezzogiorno, diversa con valori più alti nel pomeriggio; le sue variazioni temporali sono cioè, qualitativamente almeno, in accordo con i fatti sperimentali.

Ove il massimo della temperatura si avesse nelle ore pomeridiane risulterebbe, ovviamente, un più pronunciato minimo di $\nu(z)$ spostato

nel pomeriggio, con tendenza del massimo pomeridiano a deprimersi o a scomparire e di quello antimeridiano ad aumentare.

Il calcolo numerico di $\nu(z)$ è stato effettuato mediante la [16] in vari casi particolari e per un giorno al solstizio estivo alla latitudine di 45°: le curve *aa* e *bb* di fig. 1 mostrano l'andamento temporale del

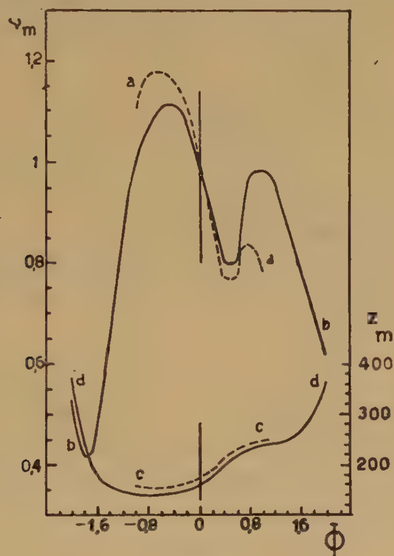


Fig. 2

valore massimo ν_m di $\nu(z)$, normalizzato a 1 a mezzogiorno, calcolato con il modello di Kamiyama rispettivamente assumendo $\bar{\alpha} = \alpha_o =$ cost e $\bar{\alpha} = \dfrac{\alpha_o}{\frac{T}{T_o}}$; la curva *cc* dà l'andamento dell'altezza geometrica z_m (in km) corrispondente a ν_m nel caso $\bar{\alpha} = \alpha_o$, mentre la curva *dd* indica i valori di z_m nel caso $\bar{\alpha} = \dfrac{\alpha_o}{\frac{T}{T_o}}$. Nella fig. 2 invece la curva *aa* rappresenta l'andamento di ν_m calcolato, sempre nel caso stazionario mediante la [16], nell'ipotesi che la temperatura cresca linearmente e indefinitamente con la quota (con $r = -2$ e $1 + pz^* = 2$ per $\Phi = 0$: v. formule [26]) e che il *grad T* varî esponenzialmente nel tempo con le rispettive leggi

$$\begin{cases} T = T_o(1 + pz) \\ grad\ T = T_o p = (grad\ T)_{\Phi=\Phi_1} exp[\delta(\Phi - \Phi_1)] \end{cases} \qquad [17]$$

ove

$$\Phi_1 = 0{,}4$$

$$p(\Phi = 0) = 0{,}025 \ \text{km}^{-1}$$

$$\delta = \begin{cases} = 0{,}557 & \text{per } -2 \leq \Phi \leq 0.4 \\ = -0{,}357 & \text{per gli altri valori di } \Phi \, . \end{cases}$$

Tale scelta per il coefficiente δ equivale ad ammettere un aumento esponenziale di *grad* T dall'alba ($\Phi = \sim -2$) a circa 2 ore dopo il mezzogiorno ($\Phi = \sim 0{,}4$) e quindi una diminuzione, pure esponenziale, fino all'alba: il rapporto tra il massimo diurno di *grad* T e il minimo conseguito all'alba risulta pari a 4.

La curva *bb* di fig. 2 invece rappresenta l'andamento di ν_m calcolato integrando numericamente, mediante il metodo di Millington, la equazione completa [10] assumendo $\sigma_t = \dfrac{1}{5}$ e $\bar{\alpha} = \text{cost}$. La curva *dd* dà l'altezza z_m dedotta in quest'ultimo caso, mentre le curve *aa*, *cc* danno i rispettivi valori di ν_m e di z_m ottenuti nel caso stazionario.

Dall'esame delle fig. 1 e 2 risulta chiaro che la possibilità di ottenere un massimo pomeridiano ν_m maggiore di quello antimeridiano è alquanto problematica in quanto, se ciò può aversi nel caso $\bar{\alpha} = \alpha_0$ (curva *aa* di fig. 1), è già sufficiente supporre una lieve diminuzione di $\bar{\alpha}$ con la quota , $\bar{\alpha} = \dfrac{\alpha_0}{\frac{T}{T_0}}$, perché l'andamento meridiano di ν_m presenti un solo massimo (curva *bb* di fig. 1) intorno al mezzogiorno; in quanto alla altezza z_m dei corrispondenti massimi essa è massima a mezzogiorno e abbastanza simmetrica sia per $\bar{\alpha} = \alpha_0$ che per $\bar{\alpha} = \dfrac{\alpha_0}{\frac{T}{T_0}}$.

Sostanzialmente diverso è il comportamento di ν_m e z_m nel caso di fig. 2: il massimo pomeridiano risulta nettamente inferiore a quello antimeridiano sia studiando il caso stazionario sia integrando l'equazione completa [10], anche se, in quest'ultimo caso, in modo meno sensibile; d'altra parte il massimo pomeridiano viene raggiunto assai prima del tramonto; in quanto poi alle altezze z_m esse variano notevolmente presentando un minimo antimeridiano e senza simmetria intorno al mezzogiorno.

Concludiamo che solo in certe assai particolari condizioni sarà

possibile, nelle condizioni sopra studiate, ottenere risultati conformi ai dati sperimentali, a dispetto delle notevoli variazioni diurne di temperatura richieste.

Studiamo ora l'altro caso in cui si considera $\tau = \frac{1}{n}\frac{dn}{d\Phi}$; si ha, rispettivamente nel caso [14] e nel caso [17]

$$\tau = -\left[1 + \frac{1}{\gamma H_0}\,\frac{(1+\gamma z)\exp[-\gamma z]-1}{\gamma z}\right]\cdot z\,\frac{d\gamma}{d\Phi} \qquad [18]$$

$$\tau = \left[\frac{pz}{1+pz}\left(-1-\frac{1}{pH_0}\right)+\frac{1}{pH_0}\log(1+pz)\right]\frac{d\,lg\,p}{d\Phi} \qquad [19]$$

ove H_0 è la scala delle altezze alla quota $z=0$.

Osserviamo ora la fig. 3 che mostra l'andamento temporale della

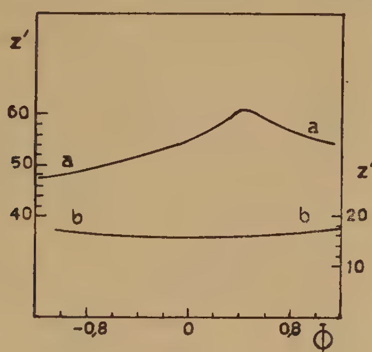


Fig. 3

quota z' alla quale τ cambia segno, rispettivamente adottando la [18] (curva *bb*) e la [19] (curva *aa*): per altezze z superiori appunto alla quota z', che vale al più qualche decina di km e si mantiene pressoché costante durante le 24 ore e, comunque, ben inferiore alla quota di massima densità, risulta:

$$\tau = \frac{1}{n}\frac{dn}{d\Phi} = \begin{cases} >0 & \text{per } \Phi<0 \text{ oppure } \Phi<\Phi_1 \text{ rispettivamente} \\ <0 & \text{per } \Phi>0 \text{ oppure } \Phi>\Phi_1 \end{cases} \qquad [20]$$

Dalla [20] e dalla [12] si deduce subito che, dei due eventuali massimi di $\nu(z)$, quello antimeridiano verrebbe a risultare maggiore

di quello pomeridiano (e questo, se è un fatto che si osserva sperimentalmente non di rado, non ha però carattere di sistematicità); d'altra parte, ove si consideri il caso in cui la temperatura raggiunge il suo massimo nel pomeriggio, la distribuzione di densità $\nu(z)$ avrebbe un minimo più pronunciato con tendenza dell'eventuale massimo pomeridiano a deprimersi e di quello antimeridiano ad aumentare. I risultati del calcolo di ν_m, nel caso stazionario, mostrati in fig. 4,

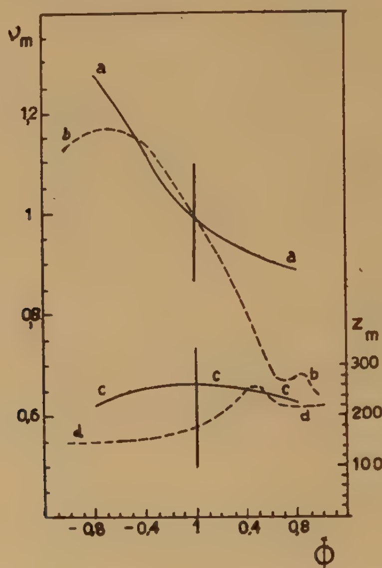


Fig. 4

confermano quantitativamente quanto sopra abbiamo qualitativamente osservato: le curve *aa*, *bb* indicano gli andamenti di ν_m (sempre normalizzati a 1 a mezzogiorno) nel caso $\bar{\alpha} = \alpha_0$, rispettivamente per il caso di Kamiyama e per il caso della [17]: si vede che ν_m è sostanzialmente una funzione avente un solo, notevole, massimo antimeridiano. In quanto alle altezze z_m si ha un andamento abbastanza simmetrico intorno al mezzogiorno nel caso di Kamiyama (curva *cc*), mentre nell'altro caso c'è una netta asimmetria (curva *dd*).

In conclusione, dalle considerazioni finora svolte si vede come sia talvolta possibile attribuire l'anomalia diurna di ν_m (o di $f_0 F_2$ che è proporzionale a ν_m) a variazioni diurne di temperatura, soltanto se queste sono assai sensibili nelle ore meridiane e con un massimo di temperatura centrato intorno al mezzogiorno e, in più, se il termine

correttivo che tiene conto della dilatazione termica è preso nella forma $\tau = -\frac{1}{T}\frac{dT}{d\Phi}$; ma, anche in questo caso, una diminuzione con la quota del coefficiente di ricombinazione, sia pure piuttosto lenta, tende a far scomparire il minimo meridiano di ν_m; inoltre, se la temperatura consegue il suo massimo valore nel pomeriggio, può accadere che, ove sussista un massimo pomeridiano di ν_m, tale massimo sia nettamente inferiore a quello antimeridiano. A ciò si aggiunga che, ove nello scrivere l'equazione fondamentale [10] il termine che tiene conto della dilatazione o della contrazione termica venga preso nella forma $\tau = \frac{1}{n}\frac{dn}{d\Phi}$ che ci sembra senz'altro fisicamente più corretta, l'eventuale massimo pomeridiano di ν_m è senz'altro e *sistematicamente* maggiore di quello antimeridiano (ma questo, come si è già detto, è fatto che se pure talvolta si osserva non rappresenta però la norma).

Per quanto riguarda l'andamento delle altezze z_m, ci sembra poco probabile, da un semplice esame dei dati sperimentali, che esse possano presentare notevoli asimmetrie intorno al mezzogiorno: infatti, sebbene non si possa dar molto credito all'andamento delle altezze virtuali *minime* osservate $h'F_2$, rappresentando esse altezze quote *virtuali* alle quali, per di più, la distribuzione di densità elettronica dello strato F_2 *inizia* (e *non ha* il suo massimo), purtuttavia resta il fatto che esse risultano sensibilmente simmetriche intorno al mezzogiorno. D'altra parte occorre anche notare che gli andamenti delle altezze virtuali *massime* h_pF_2 pubblicati da varî Osservatorî presentano un comportamento qualitativamente analogo a quello delle altezze minime $h'F_2$, abbastanza simmetrico intorno al mezzogiorno. Pertanto risulta, quale ulteriore elemento di giudizio, che possono esservi sensibili discrepanze anche tra i valori di z_m calcolati e quelli sperimentali.

La conclusione più ragionevole della nostra discussione è che l'ipotesi di sensibili variazioni diurne di temperatura, almeno nello strato F_2, vada rigettata (e con essa anche quella di sensibili variazioni stagionali di temperatura). Vogliamo notare che tale conclusione si aggiunge a quella, identica nella sostanza, cui è giunto con argomentazione diverse Gerson ([7]).

Vogliamo altresì notare, da un altro punto di vista, che, stante la vicinanza degli strati F_1 e F_2 (che d'estate sono parzialmente sovrapposti e d'inverno sono praticamente indistinguibili), può apparire strana l'ipotesi di sensibili variazioni di temperatura diurne e stagio-

nali interessanti il solo strato F_2 e affatto, o assai poco, lo strato F_1.

Naturalmente quanto abbiamo concluso non esclude che possano aversi, almeno « a priori », variazioni di temperatura più o meno rapide durante la notte e, più probabilmente, ai crepuscoli; così pure può ben aversi qualche variazione diurna o stagionale della temperatura contenuta però, questo è il punto essenziale, in limiti assai modesti, quali sono pure indicati da considerazioni di carattere generale sul comportamento termodinamico dell'atmosfera.

Paragrafo 3. — Le conclusioni del paragrafo precedente suggeriscono di cercare altre cause per spiegare le anomalie della regione F; esamineremo qui più dettagliatamente la possibilità che la regione F nel suo complesso sia originata da un unico processo di ionizzazione, la differenziazione in strato F_1 e strato F_2 insorgendo in conseguenza di una rapida diminuzione con la quota del coefficiente di ricombinazione $\underline{\alpha}$, che, d'ora in poi, indicheremo senz'altro con α. Un modello di questo genere già proposto da altri autori ([6]) ([13]), è stato recentemente ripreso in esame da A. P. Mitra ([14]) il quale, studiando l'andamento della densità elettronica in una regione a gradiente verticale di temperatura costante con la quota, ha supposto $\alpha \sim \frac{1}{T}$ fino a una certa z_0 abbastanza alta perché d'inverno il massimo di densità si riscontri a quote inferiori a z_0 e, d'altra parte, abbastanza bassa in considerazione del fatto che lo strato F_2 è di poche decine di km più alto dello strato F_1; a quote maggiori di z_0 Mitra ha supposto invece essere $\alpha \sim \frac{1}{T} \frac{n}{N}$ espressione questa deducibile dalla [2] sotto certe ipotesi semplificative, in particolare durante la notte. Ora ci sembra che, in considerazione della non eccessiva differenza di quota (geometrica vera) fra gli strati F_1 e F_2 e del fatto che identico è il processo di ionizzazione cui essi sono dovuti, la richiesta brusca variazione del coefficiente di ricombinazione vada attribuita, piuttosto che a una variazione della forma analitica del coefficiente α che noi riteniamo invece debba essere la stessa in tutta la regione F, alla variazione brusca di uno o più dei parametri da cui α dipende, in particolare a una variazione del gradiente di temperatura con la quota. Tale ipotesi ci sembra sostenuta dal fatto che in realtà i dati sperimentali, anche se numericamente alquanto discordanti, mostrano che la temperatura cresce con la quota; ma che d'altra parte, tale aumento non può essere indefinito in quanto la tempera-

tura alla quota di 600 ÷ 700 km deve risultare di 1000 ÷ 1500 °K; non ci sembra allora azzardata l'ipotesi che la brusca variazione di α con la quota sia determinata da una rapida variazione del gradiente di temperatura manifestantesi intorno a una quota c di circa 250 ÷ 300 km di altezza dal suolo, cioè a una quota situata entro la parte di atmosfera nella quale si manifesta la regione F. Noi schematizzeremo la variazione di temperatura con la quota assumendo che sia

$$\begin{cases} T = T_0 (1 + p z) & \text{per } 0 \leq z \leq c \\ T = T_1 = T_0 (1 + p c) & \text{per } z \geq c \end{cases} \qquad [21]$$

Ci serviremo, per quanto ci possa occorrere, dei risultati già ottenuti, per una atmosfera non isoterma del tipo descritto in precedenti note (15) (16). In quanto al coefficiente α ammetteremo che esso sia del tipo

$$\alpha \sim \frac{n^{\psi}}{TN} \qquad [22]$$

ove ψ è un parametro per il momento arbitrario; ammetteremo altresì, come conseguenza dei risultati del paragrafo precedente, che il gradiente non varî nel tempo (almeno nelle ore meridiane). Indicati con n_c, T_c, N_c i valori di n, T, N alla quota c e posto $\alpha_c \sim \frac{n_c^{\psi}}{T_c N_c}$ si può scrivere

$$\alpha = \alpha_c \frac{(n/n_c)^{\psi}}{(T/T_c)(N/N_c)} = \alpha_c \varphi \frac{N_c}{N} . \qquad [23]$$

Prima di procedere sarà conveniente ricordare più esplicitamente i risultati ottenuti in una precedente nota (16): abbiamo là mostrato come, in una atmosfera la cui temperatura segua l'andamento [21] e supponendo il coefficiente di ricombinazione generalizzato α decrescente con la quota con legge tale che il massimo di densità elettronica venga a trovarsi a quote superiori a c, la densità alla quota c stessa varia in accordo con l'equazione

$$\sigma \frac{d \nu_c}{d \Phi} = F_* - \nu_c^2 \qquad [24]$$

con $\sigma = \dfrac{1}{1{,}37 \cdot 10^4 N_0 \alpha_c}$ e α_c, *costante*, coefficiente di ricombinazione al-

la quota c; interpretando la frequenza di riflessione alla quota c come frequenza critica dello strato F_1 abbiamo infine constatato una sensibile concordanza dei valori calcolati di f_0F_1 (che sono proporzionali a $\nu_c^{1/2}$) e quelli osservati in varî Osservatorî, per un tipico giorno solstiziale estivo alla latitudine di 45°.

Di conseguenza non appare ingiustificata l'assunzione α_c *costante* su cui saranno basati i risultati che seguono.

La densità elettronica N dovrà variare in accordo con l'equazione

$$\frac{dN}{dt} = I_0 F - \alpha_c \varphi N_c N \qquad [25]$$

ove, essendosi posto

$$\left\{ \begin{array}{ll} v = \dfrac{1+pz}{1+pz^*} & \text{con } z^* \text{ quota a cui } F(z,t) \text{ è massimo per } \chi = 0^\circ \\ s = \dfrac{1+pc}{1+pz^*} & \\ Z = \dfrac{z-c}{(1+pc)H_0} & \\ r = -\dfrac{1}{pH_0} & \text{con } H_0 \text{ scala delle altezze per } z=0 \\ \mu = 1+pH_0 & \end{array} \right. \qquad [26]$$

si ha, per $s \geq v \geq \dfrac{1}{1+pz^*}$, cioè per $0 \leq z \leq c$:

$$\left\{ \begin{array}{l} F(v) = exp[\mu(1-sec\,\chi\, v^r)] \cdot v^{r-1} \\ \varphi = (s/v)^{1+\psi(1-r)} \end{array} \right. \qquad [27]$$

mentre per $Z \geqslant 0$ cioè $z \geqslant c$, si ha:

$$\left\{ \begin{array}{l} F(Z) = exp\{\mu[1-sec\,\chi\, s^r exp(-Z)] - Z\} \cdot s^{r-1} \\ \varphi = exp(-\psi Z) \end{array} \right. \qquad [28]$$

Dalla [25], con le solite ben note posizioni, si deduce l'equazione

$$\sigma \frac{d\nu}{d\Phi} = F - \varphi \nu_c \nu \qquad [29]$$

valida in tutta la regione F. A proposito di tale equazione osserviamo che essa, almeno formalmente, appare lineare in ν ; ora, per quanto riguardo lo strato F_2, come si è già osservato nel paragrafo 1, l'assunzione di una equazione lineare in N e quindi in ν sembra più conforme ai fatti sperimentali; in quanto allo strato F_1, invece, è opinione accettata che l'equazione di scomparsa degli elettroni sia di tipo quadratico in N e quindi in ν : a prima vista non sembra questo il caso della [29] ma, ove si ponga attenzione al fatto che l'essere l'equazione di scomparsa del tipo quadratico in N è sostanzialmente dedotto dall'essere più o meno approssimativamente f_0F_1 proporzionale a $cos\,\chi^{1/4}$ (come è previsto dalla teoria di Chapman nel caso che il coefficiente α sia costante) se ne conclude che in realtà è sperimentalmente provato che l'equazione è di tipo quadratico solo in prossimità della quota di riflessione della frequenza f_0F_1 cioè in prossimità della quota di massima densità elettronica dello strato F_1; ora, poiché nel nostro modello la frequenza critica f_0F_1 viene interpretata come la frequenza riflessa alla quota c alla quale la densità elettronica vale ν_c , risulta che a tale quota, e per ragioni di continuità anche in un intervallo di quote centrato intorno a c, la equazione di scomparsa [29] risulta esattamente o assai approssimativamente una equazione di tipo quadratico in ν così da ridursi essenzialmente alla equazione[24].

L'equazione [29] va allora integrata nell'ipotesi che α_c sia costante nel tempo.

Nel caso stazionario dalla [29] si deducono le soluzioni

$$\nu(v) = s^{-(1+r)/2-\psi(1-r)}\, exp\, \Big\} \frac{\mu}{2}\, [1 - s\;\; c\chi\,(2\,v^r - s^r)] \Big\{ \cdot v^{r+\psi(1-r)}$$

$$\text{per } v \leq s \qquad [30]$$

$$\nu(Z) = s^{(r-1)/2}\, exp \left\{ \frac{\mu}{2} \Big[1 - s^r \sec\chi\,(2\, exp\,(-Z) - 1) \Big] - (1-\psi)\, Z \right\}$$

$$\text{per } Z \geq 0 \qquad [31]$$

Si vede dalla [31] che $\nu\,(Z)$ ha un massimo alla quota

$$Z_m = log \frac{\mu\, s^r \sec\chi}{1-\psi} \qquad [32]$$

Se si richiede che il massimo di ν sia *sempre* a quota superiore a c deve essere evidentemente, indicando con χ_o il minimo valore diurno di χ,

$$\mu\, s^r \sec \chi_o > 1 - \psi \qquad [33]$$

Si nota altresì che la $\nu(Z)$ presenta un effettivo massimo per $\psi < 1$ mentre per ogni altro valore di ψ essa risulta crescente indefinitamente con la quota.

Nel caso $\psi < 1$ il valore ν_m del massimo si scrive nella forma

$$\nu_m = M \exp\left[-\frac{\mu}{2}\left(1 - s^r \sec \chi\right)\right] \cdot \cos \chi^{(1-\psi)} \qquad [34]$$

con

$$M = s^{(\cdot -1)/2} \left(\frac{\mu\, s^r}{1-\psi}\right)^{-(1-\psi)} \exp[\mu + \psi - 1] \qquad [35]$$

In quanto al caso $\psi = 1$, che è quello che più ci interessa dato che allora la [22] si identifica con l'espressione usata da Mitra, si può vedere facilmente che, allorché si considera il caso non stazionario cioè si risolve la equazione completa [29], la $\nu(Z)$ ha un massimo anche se $\psi = 1$. Noi nel seguito supporremo senz'altro $\psi = 0{,}9$, sia nel caso stazionario che in quello della [29], allo scopo di poter meglio confrontare i risultati numerici che otterremo in seguito; del resto l'effettivo andamento di ν per $\psi = 1$ che pure abbiamo valutato non è sensibilmente diverso da quello calcolato per $\psi = 0{,}9$.

Dalla [34] deriva altresì che il valore ν_m, considerato funzione dell'angolo χ, ha un minimo per $\cos \chi = \frac{\mu}{2} \frac{s^r}{1-\psi}$ purché naturalmente sia $\frac{\mu}{2} \frac{s^r}{1-\psi} \leq 1$; altrimenti è una funzione crescente di χ avente perciò un valore minimo in corrispondenza del minimo di χ cioè a mezzogiorno. Con maggiore approssimazione, ma sempre nelle ore meridiane, possiamo scrivere, indicando con ν_s le soluzioni [30] e [31],

$$\sigma \frac{d\nu_s}{d\Phi} = F - \varphi\, \nu_s \nu \qquad [36]$$

da cui si ricava

$$\nu = \frac{F - \sigma \dfrac{d\nu_s}{d\Phi}}{\varphi \nu_c} \qquad [37]$$

In quanto al comportamento notturno di ν, si hanno, immediatamente dall'equazione [29], le soluzioni esatte

$$\nu(v) = \nu_t(v)\left[1 + \frac{\nu_{ct}(\Phi - \Phi_t)}{\sigma}\right]^{-(s/v)^{1+\psi(1-r)}} \qquad [38]$$

$$\nu(Z) = \nu_t(Z)\left[1 + \frac{\nu_{ct}(\Phi - \Phi_t)}{\sigma}\right]^{-\exp(-\psi Z)} \qquad [39]$$

ove si è indicata con $\nu_t(v)$ e $\nu_t(Z)$ la distribuzione « iniziale » di ν al tramonto, con ν_{ct} il valore di ν_t per $z = c$ e con Φ_t l'istante del tramonto.

Le precedenti espressioni mostrano che, stante la diminuzione del coefficiente di ricombinazione durante la notte, la densità elettronica ν varia, a ogni quota, più lentamente che nel caso di Chapman e ciò è qualitativamente conforme ai risultati sperimentali.

Allo scopo di studiare ulteriormente il modello di ionosfera sopra indicato abbiamo pure effettuato il calcolo di ν integrando numericamente la equazione [29] per un giorno solstiziale estivo e per un giorno solstiziale invernale alla latitudine di 45°, con $s = 1{,}582$, $r = -2$, $1 + pz^* = 2$, per due valori di $\sigma\left(\frac{1}{5} \text{ e } \frac{1}{25}\right)$, nell'ipotesi che, nel corso delle 24 ore, la temperatura rimanga funzione solo della quota e non del tempo.

Dai risultati ottenuti si traggono certe conclusioni che sono riportate più oltre in sede di discussione e di confronto con i dati sperimentali; di tali risultati riportiamo nelle figure 5, 6 (relative al solstizio estivo) e 7, 8 (relative al solstizio invernale), gli andamenti della densità elettronica massima ν_m e della altezza Z_m alla quale tale massimo si verifica, grandezze queste che, per la stessa definizione, vanno riferite alla parte « anomala » della regione F cioè allo strato F_2; nelle fig. 5 e 6, le linee tratteggiate mostrano l'andamento di ν_m e di Z_m per il caso stazionario: è ben evidente come tale caso sia atto a descrivere solo con limitata approssimazione l'andamento di ν_m; che se poi ci riferiamo a Z_m essa risulta minima a mezzogiorno, laddove nel caso non stazionario è pressoché massima; ne deriva che lo studio

del caso stazionario, soprattutto relativamente alla parte alta della regione *F*, porta a risultati aventi (e neppure tutti!) carattere qualitativo.

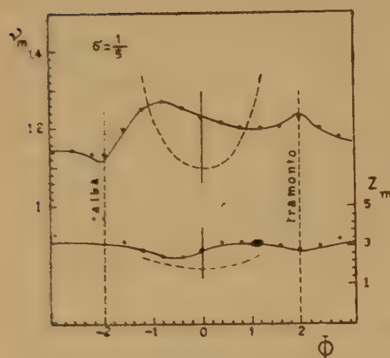


Fig. 5

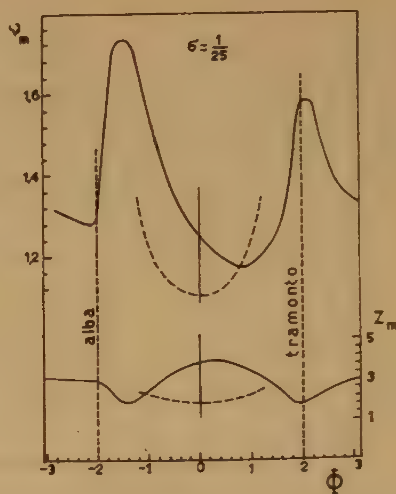


Fig. 6

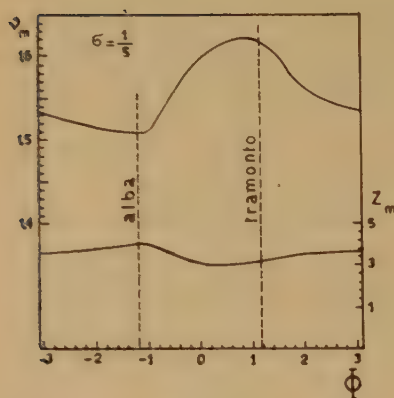


Fig. 7

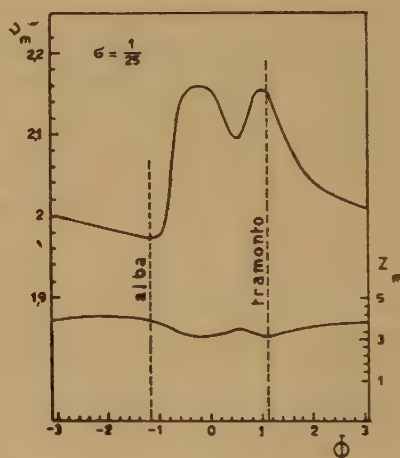


Fig. 8

Si rileva che l'andamento estivo di ν_m presenta in ogni caso due massimi, l'uno sempre verso il tramonto e l'altro nella prima mattina $\left(\text{caso } \sigma = \frac{1}{25}\right)$ oppure circa equidistante dal mezzogiorno e dall'alba $\left(\text{caso } \sigma = \frac{1}{5}\right)$; d'inverno, peraltro, nel caso $\sigma = \frac{1}{5}$ si ha un solo

massimo diurno verso il tramonto mentre nel caso $\sigma = \frac{1}{25}$ si hanno ancora due massimi e l'andamento è di tipo estivo.

Nella fig. 5 i punti rappresentano i valori di ν_m e di Z_m calcolati tenendo conto dell'effetto della curvatura terrestre sulla intensità di ionizzazione I: si vede che gli effetti su ν_m (e quindi sulla frequenza

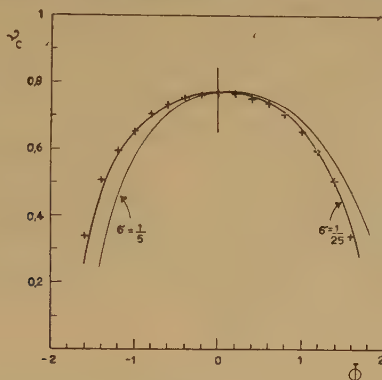


Fig. 9

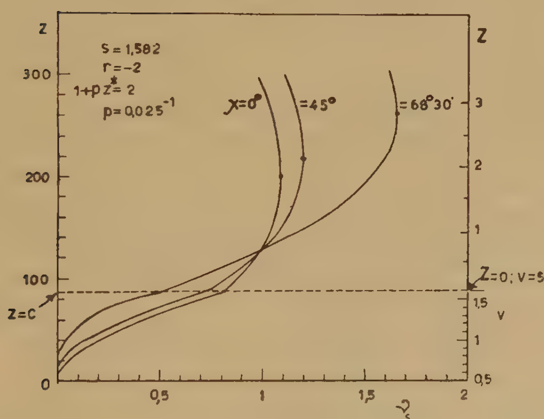


Fig. 10

critica) sono minimi e così pure quelli sull'altezza Z_m tranne intorno all'alba.

Occorre notare che l'escursione diurna della ν_m, che nelle figg. 5, 6, 7, 8 appare notevolmente limitata, varia molto sensibilmente specie al variare dei parametri s e σ, sempre però mantenendo gli andamenti qualitativi mostrati in figura.

Nella fig. 9 riportiamo l'andamento di ν_c, , che nel nostro modello

è proporzionale a $(f_0F_1)^2$, calcolato integrando numericamente la [29] e quello dedotto nel caso stazionario (punti rappresentati con crocette): come si vede, per la parte inferiore della regione F, la considerazione del caso stazionario porta a risultati notevolmente più vicini al vero che non per la sua parte superiore; nella fig. 10, infine, riportiamo l'andamento di ν_s : risultano ben delineate per le quote più basse $(z \leq c)$ le caratteristiche della densità elettronica nello strato F_1.

Confronto tra previsioni teoriche e osservazioni sperimentali e discussione.

Previsioni teoriche	Osservazioni sperimentali
1) La quota $h'F_1$ è, a parità di ora, di poco maggiore d'inverno che d'estate; nel corso della giornata, sia d'inverno sia d'estate, è minima nelle ore meridiane.	1′) Qualitativamente e quantitativamente d'accordo con i risultati teorici.
2) La densità $\nu_c \sim (f_0F_1)^2$, corrispondente alla discontinuità del gradiente di temperatura, è minore d'inverno che d'estate; in ogni caso, maggiore nelle ore meridiane e sensibilmente simmetrica intorno al mezzogiorno.	2′) Qualitativamente e quantitativamente d'accordo con i risultati teorici.
3) La discontinuità del gradiente di densità elettronica è tanto più sensibile quanto più il Sole è alto sull'orizzonte e tende a scomparire verso l'alba e il tramonto; così pure, è ben rivelabile d'estate ma poco o affatto d'inverno e, comunque, tanto più quanto più è bassa la latitudine del luogo d'osservazione.	3′) In accordo con le previsioni teoriche.
4) La densità $\nu_m \sim (f_0F_2)^2$ è sistematicamente maggiore d'estate che d'inverno, sia di giorno che di notte.	4′) In accordo qualitativo durante il giorno, ma in disaccordo durante la notte.

5) La densità ν_m, durante il giorno estivo, ha un minimo qualche ora dopo il mezzogiorno e un massimo antimeridiano maggiore di quello pomeridiano conseguiti piuttosto presto nella mattina e verso il tramonto. Durante il giorno invernale, invece, a seconda del valore di σ, possono riprodursi le fattezze di un giorno estivo con i due massimi, ovvero anche aversi un solo massimo localizzato verso il tramonto. Durante la notte ν_m decresce assai lentamente sia d'estate sia d'inverno.

5′) Sperimentalmente si osserva di norma un massimo più alto nel pomeriggio o verso il tramonto; in quanto al massimo antimeridiano esso si verifica di norma non più di due o tre ore prima del mezzogiorno. Nel giorno invernale si ha di norma un solo massimo localizzato in prossimità o poco dopo il mezzogiorno ma, non di rado, anche due o tre ore dopo.

Di notte inoltre la densità elettronica decresce più lentamente che nel caso di Chapman; infine, qualche tempo prima dell'alba al suolo, essa presenta, in generale, sia d'estate sia d'inverno una rapida caduta.

6) L'altezza Z_m del massimo ν_m tende ad essere maggiore d'inverno che d'estate e, durante le 24 ore, presenta un andamento qualitativamente simile in tutti i casi esaminati con massimi e minimi approssimativamente nelle ore corrispondenti rispettivamente ai minini e ai massimi di ν_m.

6′) Il confronto con i dati sperimentali è praticamente impossibile in quanto i valori di $h'F_2$ non si riferiscono al massimo di densità; d'altra parte anche i valori di h_pF_2 (che in prima approssimazione potrebbero forse confrontarsi con quelli di Z_m) sono pubblicati solo da qualche tempo e da pochissimi Osservatori e, in più, non sembrano avere un significato fisico così chiaro come di solito si ammette.

In quanto all'effetto della curvatura terrestre sulla ν_m può meravigliare, a prima vista, il fatto che praticamente non si hanno differenze apprezzabili nei due casi in cui il raggio R della Terra venga considerato finito o infinito; in realtà la apparente discordanza con i risultati ottenuti in altra nota ([16]) va attribuita al fatto che essenzialmente diversa è, nei due casi, la forma analitica del coefficiente di ricombinazione: nel caso considerato in questo lavoro l'importanza

del termine $\varphi \nu_c \nu$ nella equazione [29] è, verso i crepuscoli, ancora abbastanza grande rispetto al termine F cosicché le piccole differenze *assolute* (non relative) che presenta la F stessa per angoli zenitali superiori ai 60°-70° considerando R come finito oppure infinito, vengono ad avere un peso trascurabile sulla legge di variazione con la quota e con il tempo della densità elettronica massima ν_m.

Da tutta la precedente discussione si può stabile che c'è una serie di fatti sperimentali che può essere interpretata con un modello di regione F del tipo sopra studiato ma che ci sono però anche talune discordanze di rilievo, indicate ai punti 4 e 5, tra previsioni teoriche e fatti sperimentali; per quanto riguarda il punto 5 conviene osservare che, pur con le rilevate discordanze, la teoria sembra capace di inquadrare, sia pure qualitativamente, in un unico schema l'andamento estivo a due massimi di ν e l'andamento invernale a un solo massimo.

Ci sembra pertanto utile riassumere qui le ipotesi su cui principalmente si basano le nostre deduzioni:

a) andamento della temperatura con la quota in accordo con la [21] e sua invariabilità nel corso delle 24 ore e, in particolare, intorno all'alba e al tramonto oltreché durante la notte; in realtà anche se la [21] può considerarsi come una buona approssimazione del vero sono purtuttavia probabili delle deviazioni più o meno sensibili dallo schema che essa rappresenta; inoltre le conclusioni del paragrafo 2 sono valide, almeno « a priori », solo nelle ore meridiane e, d'altra parte, anche durante tali ore possono aversi *piccole* variazioni di temperatura.

b) costanza del valore α_c del coefficiente di ricombinazione generalizzato alla quota c e costanza della quóta c stessa nel corso delle 24 ore; in realtà, anche in questo caso, le ipotesi suddette possono a rigore essere sostenibili solo in ore meridiane; « a priori » esse potrebbero risultare non del tutto valide in altre ore.

c) c'è infine da osservare il fatto di non aver considerato l'effetto della diffusione ioni-elettroni che però sembra trascurabile ([2]) e quello delle maree ionosferiche considerate da Martyn ([17]).

Per concludere, esprimiamo l'opinione che il modello di regione F sopra esaminato, opportunamente *corretto* per gli effetti di marea (che però sarebbero una causa *concomitante* ma non l'*unica* delle anomalie dello strato F_2) e precisando meglio le ipotesi di cui ai punti *a*) e *b*), possa costituire una base per la comprensione e lo studio delle caratteristiche fisiche della regione F. Strettamente legata al nostro problema rimane, ovviamente, la questione di sapere se la regione F è costituita da un

solo tipo di ioni come noi sopra abbiamo supposto oppure da due tipi diversi: nel primo caso cadrebbe, evidentemente, l'ipotesi della sovrapposizione ([18]) ipotesi che avrebbe invece ben diverso rilievo nel secondo caso; tale questione è tuttora sub iudice ma è lecito sperare che le informazioni ottenute mediante l'uso di rocket, sebbene sporadiche e limitate a certe ore della giornata e a certi luoghi, siano però in un prossimo futuro atte a fornire una risposta al quesito.

Nel frattempo utili e continuative informazioni potranno dedursi, previa opportuni miglioramenti nella precisione dei dati sperimentali forniti dalle ionosonde, dalla interpretazione *corretta* degli ionogrammi basata sulla riduzione delle altezze virtuali alle altezze vere mediante metodi numerici astraenti da particolari modelli di ionosfera.

Roma — Istituto Nazionale di Geofisica — Settembre 1955.

RIASSUNTO

Nella presente nota, a partire dalla equazione fondamentale che regola la densità elettronica N *nella ionosfera, si esamina la possibilità che le ben note anomalie dello strato* F_2 *siano in qualche modo interpretabili come conseguenza di variazioni diurne (o stagionali) della temperatura: prendendo in esame i vari modelli proposti anche recentemente da vari autori e introducendo nella equazione fondamentale il termine correttivo che tiene conto della dilatazione e delle contrazioni termiche si constata che, a dispetto delle notevoli variazioni diurne di temperatura supposte da tali autori si riscontra, per il giorno estivo, solo sotto condizioni assai restrittive un andamento della densità massima* ν_m *con due massimi diurni, di cui però quello antimeridiano sistematicamente e sensibilmente maggiore di quello pomeridiano; ove poi si consideri la diminuzione del coefficiente di combinazione con il crescere della quota, la* ν_m *presenta un solo massimo in prossimità del mezzogiorno; da questa e da altre considerazioni sulle altezze del massimo di densità e sulla forma del termine correttivo si conclude essere improbabili variazioni diurne di temperatura superiori a quelle, invero assai modeste, previste teoricamente.*

Si studia quindi un modello di regione F *prodotta per un unico processo di ionizzazione: usando una espressione approssimata del coefficiente di ricombinazione generalizzato e attribuendo la distinzione fra strato* F_1 *e strato* F_2 *a una discontinuità del gradiente di densità*

elettronica provocata da una discontinuità del gradiente di temperatura, e assumendo quest'ultimo come costante nel corso delle 24 ore, si esamina la possibilità di spiegare, sotto tali ipotesi, il comportamento della regione F *nel suo complesso. Il confronto delle previsioni che tale modello consente di fare con i dati sperimentali porta alle seguenti principali conclusioni:*

a) *La altezza calcolata* $h'F_1$ *e la densità elettronica massima* ν_c *nello strato* F_1 *presentano un comportamento diurno e stagionale in soddisfacente accordo con i valori sperimentali.*

b) *La densità elettronica massima* ν_m *dello strato* F_2 *è sistematicamente maggiore d'inverno che d'estate; di giorno, in condizioni di tipo estivo, presenta di norma due massimi, l'uno verso il tramonto e l'altro piuttosto presto nella mattina ma alquanto maggiore di quello pomeridiano; in condizioni di tipo invernale è possibile invece ottenere anche un andamento di* ν_m *con un solo massimo che però appare sensibilmente spostato dopo il mezzogiorno. L'altezza del massimo di densità è in ogni caso minima allorché* ν_m *ha un massimo e viceversa.*

Taluni dei risultati teorici indicati in b) *non sono in accordo con l'esperienza; però esprimiamo l'opinione che, tenendo nel dovuto conto le variazioni di temperatura che possono aversi ai crepuscoli e durante la notte e gli effetti perturbativi dovuti alla diffusione e alle maree ionosferiche il modello considerato possa costituire una utile base per la interpretazione del comportamento fisico della regione* F.

SUMMARY

We start from the more general equation determinating the behaviour of the electron density N *with the height and the time, proposed by Bates and Massey* (1).

After some considerations on the dependence of the generalized recombination coefficient α *on the temperature or other parameters (section 1), we proceed (section 2) to the solution of the equation* [1]. *Several Authors have more or less qualitatively suggested that the anomalies of the* F_2 *layer may be explained if one assumes some appropriate diurnal (and seasonal) variation of the temperature: in these schemes the diurnal anomaly is essentially explained by a meridian diminution of the ionization intensity* $I(z)$; *we consider this question in a general form including the corrective term for the thermal dila-*

tation or contraction of the F_2 *layer: usually this term is assumed in the form* $\frac{N}{T}\frac{dT}{dt}$ *which is strictly valid in the « isobaric » case, so that it has to be substituted* (3) *by the more general term* $\frac{N}{n}\frac{dn}{dt}$. *We, as a first step, solve the equation* [1] *for the stationary case assuming a maximum value of the temperature at noon and show that, in the hypothesis of a meridian diminution of* $I(z)$, *the electron density* $\nu(z)$ *exibits a postmeridian maximum larger than the antemeridian one only in the isobaric case and assuming a constant value for the coefficient* α; *if one considers the case* $\alpha \sim \frac{1}{T}$ *the density* ν *exibits only a meridian maximum. If then one considers the corrective term* $\frac{N}{n}\frac{dn}{dt}$ *the eventual postmeridian maximum is very smaller than the antemeridian one. These last results are obviously emphasized if one assumes a maximum value of the temperature after noon.*

We come to the conclusion that the large time variations of the temperature, required in order to attribute the anomalies of the F_2 *layer to thermal effects, are not likely; obviously some minor time variation of the temperature may be present during the day, as the theoretical consideration of the thermodinamical behaviour of the atmosphere seems to suggest; moreover we cannot draw certain conclusions on the night or crepuscular variations of the temperature.*

If one wants to explain the anomalies of the F_2 *layer some different hypothesis is necessary: we consider the possibility that both* F_1 *and* F_2 *layers are originated by the same ionization process; the formation of the* F_2 *layer is determined by a quite height diminution of the recombination coefficient: Mitra, in a recent paper* (14), *assumes two different analytical forms of the coefficient* α *in the two layers. We think instead, that the analytical form of* α *has to be the same in the two layers, expecially if they are constituted by the same type of ions; we hence consider a* F *region in which the temperature exibits a height variation of the type* [21] *and attribute the discontinuity of the virtual height* $h'(f)$ *experimentally observed, to the discontinuity of the* grad ν *produced, after all, by the discontinuity of the* grad T *and by the corresponding discontinuity of the recombination coefficient, which has the analytical form* [22].

The scheme of T *variation above proposed may be suggested by the experimental observation that the ionospheric temperature at the heights of* 600-700 *km has the value* 1000-1500 ^{o}K, *smaller or equal than the values normally assumed for the* F_2 *layer.*

We moreover assume, as we have shown in a preceding paper, that α *has a constant value at* a constant *level* c, *during the day.*

We discuss the equation [29] *which determines the electron density* ν : *as the experimental facts seem to require, the equation is linear with respect to the variable* ν *in the upper part of the* F_2 *layer and approximatively quadratic at heights near the height* c *which, in our scheme, corresponds to the height of separation of* F_1 *and* F_2 *layers and hence to the reflection height of the critical frequency* $f_0 F_1$ *of the* F_1 *layer.*

We first consider the stationary case; successively we proceed to the numerical solution of the complete equation [29] *for two values of the parameter* $\sigma \left(\sigma = \frac{1}{5} \text{ and } \sigma = \frac{1}{25} \right)$, *at the latitude of* 45° *for a summer and a winter solstitial day. From the analysis of the results we deduce the following principal features:*

a) *the calculated mininum height* $h'F_1$ *and the electron density* ν_c *at the height* c *exibit a diurnal and a seasonal behaviour like the experimental one;*

b) *the modalities of the diurnal and seasonal appearence and disappearence of the* F_1 *layer are satisfactorely explained;*

c) *the winter maximum electron density of the* F_2 *layer is sistematically larger than the summer one; the height of the maximum electron density* ν_m *of the* F_2 *layer (considered as a function of the zenital angle* χ) *has a maximum value approximately when* ν_m *has a minimum value and viceversa;*

d) *the diurnal maximum electron density of the* F_2 *layer exibits a summer meridian minimum and two maxima about the sunset and rather early during the morning; this maximum is somewhat larger than the postmeridian one; moreover the winter maximum electron density, according the value of the parameter* σ, *exibits a behaviour of summer or winter type. These last results do not completely agree with the experimental data; we however express the opinion that, if the* F *region is constituted by only a type of ions, the proposed scheme may be very useful in order to explain the characteristics of the* F *region; obviously the hypotheses we have considered have to be better defined, expecially those relating the sunrise and sunset temperature*

variations and the time variation of α_c *and of height* c; *at last we must also consider the effects of the diffusion (which however seem rather small)* (2) *and those of the ionospheric tides (which however, in our scheme, may represent a collateral but not the unique cause of the anomalies of the* F_2 *layer).*

BIBLIOGRAFIA

(1) Bates D.R., Massey H.S.W., Proc. Roy. Soc., 187-261 (1946).
(2) Mariani F., Ann. Geofis., 9-219 (1956).
(3) Gerson N.C., Nature, 163-491 (1951).
(4) Seaton S.L., Phys. Rev., 71-557 (1947).
(5) Yonezawa T., Rep. Jonosph. Res. in Japan, 4-79 (1950).
(6) Bradbury N.E., Terr. Magn., 43-55 (1938).
(7) Gerson N.C., Rep. Progr. Phys., 14-316 (1951).
(8) Baral S.S., Mitra A.P., J. Atmos. Terr. Phys., 1-95 (1950).
(9) Dominici P., Ann. Geofis., 9-107 (1956).
(10) Yonezawa T., J. Radio Res. Labor, n. 3 e 4 (1954).
(11) Akasofu S., Sci. Rep. Tok. Univ., V series, 5-123 (1953).
(12) Kamiyama H., Sci. Rep. Tok. Univ., V series, 6-11 (1954).
(13) Mohler F.L., Bur. Stand. J. Res., 25-507 (1940).
(14) Mitra A.P., Indian J. Phys., 35-79 (1952).
(15) Mariani F., Ann. Geofis., 8-59 (1955).
(16) Mariani F., Ann. Geofis., 9-43 (1956).
(17) Martyn D.F., Proc. Roy Soc. A, 189-241 (1947); 190-273 (1947); 194-429 e 445 (1948).
(18) Mariani F., Ann. Geofis., 6-21 e 533 (1953).

Direttore: Prof. ENRICO MEDI

Prof. PIETRO CALOI - *Responsabile*

Istituto Grafico Tiberino - Via Gaeta, 14 - Roma (Officine Grafiche, Tivoli)

GROSSSPRENGUNG UND MIKROSEISMIK*)

E. Hardtwig

Ueber die bei Sprengungen entstehenden Periodenspektren ist noch wenig bekannt, trotzdem in jedem Jahre Tausende von Sprengungen registriert werden. Die wenigen Arbeiten, die zu diesem Gegenstand erschienen sind, stellen nur erste Versuche dar, den Aufbau der Spektren zu erklären. Während etwa George Morris (1) vorwiegend die bei Sprengungen sich abspielenden Detonationsvorgänge zum Ausgangspunkt der Untersuchung macht, ist es bei H. Menzel (2) die Interferenz von Primärwelle und reflektierter Welle, deren Einfluss auf die Gestalt des Spektrums untersucht wird.

Eine Analyse der bei Sprengungen auftretenden Spektren zeigt deutlich, dass zwei Periodenbereiche immer wieder auftreten: einer von etwa 40 bis 50 Hertz und ein anderer von etwa 1/5 bis 1/10 Hertz. Die zu diesen Perioden gehörigen Wellen — deren Auftreten übrigens recht unerwünscht ist, weil die Reflexionen durch sie verdeckt werden — zeigen mehr oder weniger den Charakter von Rayleighwellen, wenn auch die Eigenschaften von Rayleighwellen nicht voll ausgebildet sind. Es erhebt sich die Frage, auf welche Weise diese « Roller » entstehen, mit andern Worten, unter welchen Bedingungen die Wellen der genannten Periodenbereiche zustande kommen.

Die Antwort soll vorweggenommen werden: Das Auftreten zweier Periodenbereiche ist an das Vorhandensein einer Grenzfläche gebunden, die eine « Oberschicht » von dem darunter liegenden Substratum trennt. Welcher Art diese Schicht ist, lässt sich von vornherein nicht feststellen, Anhaltspunkte ergeben sich erst dann, wenn man über ihre Mächtigkeit und die in ihr herrschenden Phasengeschwindigkeiten Näheres weiss.

Bei der rechnerischen Behandlung geht man so vor, dass man von einer elastischen Schicht der Mächtigkeit H ausgeht, die auf einem ebenfalls als elastisch vorausgesetzten Untergrund von unendlicher Dicke

*) Vortrag gehalten auf der Tagung der Europäischen Seismologischen Kommission in Wien, April 1956.

aufliegt. Für die bezüglichen Verrückungen u_1, w_1, u_2, w_2 macht man den bekannten Ansatz

$$u_i = \frac{\partial \Phi_i}{\partial x} + \frac{\partial \Psi_i}{\partial z} \qquad i = 1,2 \;,$$
$$w_i = \frac{\partial \Phi_i}{\partial z} - \frac{\partial \Psi_i}{\partial x}$$

wo die Verrückungspotentiale Φ_i und Ψ_i den entsprechenden Wellengleichungen für Dilatations- und Scherungswellen genügen müssen. Im übrigen setzt man sie in der Form

$$\Phi_1 = (A \sin q_1 z + B \cos q_1 z) e^{ik(x-ct)}$$
$$\Psi_1 = (C \sin r_1 z + D \cos r_1 z)\, e^{ik(x-ct)}$$
$$\Phi_2 = E\, e^{-q_2 z}\, e^{ik(x-ct)}$$
$$\Psi_2 = F\, e^{-r_2 z}\, e^{ik(x-ct)}$$

an, mit A, B, C, D, E, F als zunächst willkürlichen Konstanten, die durch die Oberflächenbedingungen bestimmt werden.

Die Indizes 1 und 2 beziehen sich auf Oberschicht bezw. Substratum.

Die Parameter q_1, q_2, r_1, r_2 bestimmen sich aus den Wellengleichungen. Versteht man unter p_{xz} ... die Komponenten des Spannungstensors, so kann man die zu erfüllenden Grenzbedingungen in der Form annehmen

$$(p_{zz}) = 0, \qquad (p_{xz}) = 0 \qquad \text{für } z = 0$$
$$(p_{zz})_1 = (p_{zz})_2, \quad (w)_1 = (w)_2 \quad \text{für } z = H$$

sowie

$$(p_{xz})_1 = (p_{xz})_2 \quad (u)_1 = (u)_2 \quad \text{für } z = H$$

Die Phasengeschwindigkeiten der Längs- bezw. Querwelle sind v_1, v_2 bezw. $v_{tr,1}$, $v_{tr,2}$. Mit c soll die Phasengeschwindigkeit der neuen, durch das geschichtete System bestimmten Welle bezeichnet werden; k ist die Wellenzahl.

Wie üblich, wurde der Ursprungspunkt des kartesischen Koordinatensystems in die « Erdoberfläche » gelegt mit nach unten positiv gerechneter z-Achse. Die Grenzbedingungen führen auf ein System von 6 linear-homogenen Gleichungen in A, B, C, D, E, F, das dann, aber auch nur dann eine nicht-triviale Lösung besitzt, wenn die Determinante Δ des Systems verschwindet. Man bekommt auf diese Weise eine Gleichung

$\Delta(k, c) = 0$ oder, da $k = 2\pi/L$ (L = Wellenlänge), eine Gleichung $F(L, c) = 0$, die man als Frequenzgleichung bezeichnet und die man zweckmässigerweise auf die Form bringt

$$f(x, y) = 0 \quad , \quad \text{mit} \quad x = 2\pi H/L \quad \text{und} \quad y = c/v_{tr,2} \; .$$

Die Frequenzgleichung ist transzendent, da die Variablen je nach Wahl der Konstanten in den trigonometrischen oder hyperbolischen Funktionen auftreten. Sie definiert die « relative Phasengeschwindigkeit $c/v_{tr,2}$ » als Funktion des Verhältnisses $2\pi H/L$ und zwar als *zweid*eutige Funktion innerhalb des Grundintervalls (das sich bei trigonometrischen Funktionen periodisch wiederholt). Die graphische Darstellung dieser Abhängigkeit liefert die *Dispersionskurve.* Diese hat in unserem Falle zwei Äste. Bild I gibt den grundsätzlichen Verlauf der Dispersionskurve wieder (Annahmen: $\varrho_2\,\varrho_1 = 1 \cdot 1$; $v_2/v_1 = 4$; $v = \sqrt{3}\, v_{tr,2}$).

Für den Energietransport ist die Gruppengeschwindigkeit massgebend. Sie ist durch die bekannte Gleichung

$$u = c + k\,\frac{dc}{dk}$$

definiert (u = Gruppengeschwindigkeit) und wird zweckmässigerweise auf die Phasengeschwindigkeit der Querwellen $v_{tr,2}$ bezogen (relative Gruppengeschwindigkeit $U = u/v_{tr,2}$). Man hat dann

$$U = \frac{u}{v_{tr,2}} = \frac{c}{v_{tr,2}} + k\,H\,\frac{d\,(c/v_{tr,2})}{d\,(k\,H)} = y + x \cdot \frac{d\,y}{d\,x} .$$

Bei der graphischen Darstellung von U als Funktion von x zeigt sich, dass zu jedem Wendepunkt der Dispersionskurve ein stationärer Wert (Maximum oder Minimum) im Verlauf von $U = U(x)$ gehört. Die Abszissen x_m dieser Minima sind allerdings gegenüber den Abszissen der Wendepunkte etwas nach rechts verschoben. Bild I zeigt auch den Verlauf von $U = U(x)$.

Man kommt den natürlichen Verhältnissen nahe, wenn man setzt:

$$\frac{\varrho_2}{\varrho_1} = 1{,}25 \quad ; \quad \frac{v_2}{v_1} = 2 \quad ; \quad v_\nu = \sqrt{3} \cdot v_{tr,\nu} \qquad \nu = 1{,}2 \; .$$

In der Frequenzgleichung sind dann alle auftretenden Konstanten zahlenmässig festgelegt und man findet für die Lage der Minima von $U = U(x)$

$$x_m = 0{,}44 \qquad \text{und} \qquad x_m = 2{,}75 \; .$$

Die zugehörigen relativen Phasengeschwindigkeiten sind bezw.

$$y_m = c/v_{tr,2} = 0{,}932 \qquad \text{und} \qquad y_m = c/v_{tr,2} = 0{,}867 \ .$$

Für das Weitere ist ein von H. Jeffreys stammender Hinweis entscheidend: in einiger Distanz vom Quellpunkt werden aus Gründen des Energieflusses jene Perioden als die häufigsten registriert, die den Minima der Gruppengeschwindigkeit entsprechen. In einiger Entfernung vom Sprengpunkt wird man daher vorwiegend das Auftreten jener Perioden erwarten dürfen, die aus den Beziehungen

$$x_m = \frac{2\pi H}{L_m} = \frac{2\pi H}{c_m T_m}$$

folgen, d. h. jene Perioden T_m, für die $T_m = \dfrac{2\pi H}{c_m y_m}$ gilt.

Ein Wert von $v_{tr,2} = 1300$ m/sek kann als durchaus plausibel und mit der Beobachtung verträglich angenommen werden. Mit ihm lassen sich die beiden Werte c_m berechnen und daraus auch T_m. Man findet

$$T_m = 0{,}0220 \cdot H \qquad \text{und} \qquad T_m = 0{,}0033 \cdot H \ .$$

Perioden von $T_m = 1/50$ sek werden aus der ersten dieser Gleichungen für einen H-Wert von 6,0 m erhalten. Perioden $T_m = 1/40$ sek für einen solchen von 7,6 m. Für den zweiten Bereich (zweite Gleichung) gilt Aehnliches, nur sind da die zu den angeführten H-Werten gehörigen Periodenwerte etwa 1/6 und 1/8 sek.

Die Beobachtung zeigt, dass diese Werte, bezw. Bereiche, tatsächlich auftreten. Die Erscheinung ist global, es ist daher naheliegend, an eine Schichtung zu denken, die so gut wie immer auftritt, mit speziellen geologischen Schichtungen aber nichts zu tun hat. Als eine solche « Schichtung » bleibt eigentlich nur jene übrig, die durch das Vorhandensein des Grundwassers entsteht. Damit würde übereinstimmen, dass die Tiefe des Grundwasserspiegels grössenordnungsmässig übereinstimmt mit den hier ermittelten H-Werten.

II.

Man könnte in Versuchung kommen, dieselben Ueberlegungen in Bezug auf Schichten grösserer Mächtigkeit anzustellen, z. B. auf die Erdkruste selbst, denn man darf wohl annehmen, dass die Trennungsfläche von Erdkruste und Substratum eine deutliche Sprungstelle für

die physikalischen Konstanten darstellt. Man könnte erwarten, dass- grössenordnungsmässig- die bevorzugten Perioden dem Bereich der Mikroseismik angehören. Wäre dies der Fall, so wäre für das Auftreten der Mikroseismik die denkbar einfachste Erklärung gefunden: Mikroseismik wäre dann nichts anderes als das Schwingen des Systems Kruste plus Substratum.

Leider führt die Rechnung — wenn man für Krustendicke und Phasengeschwindigkeiten plausible Werte einsetzt — auf Perioden und insbesondere auf « bevorzugte Perioden », die über 30 Sek liegen, also weit ausserhalb der Bereichs der Mikroseismik rangieren. Im Gegenteil, Robert Stoneley (3) konnte aus den Dispersionskurven für Rayleigh- und Lovewellen auf die Dicke der Erdkruste schliessen. Er ging also den umgekehrten Weg und fand unter plausiblen Annahmen für die Konstanten, dass die Erdkruste, wenn man sie als einfache Granitschicht im Sinne von H. Jeffreys ansieht, eine Dicke von rund 33 km haben müsse. Für die Deutung der Mikroseismik kann dieses Modell also nicht in Frage kommen.

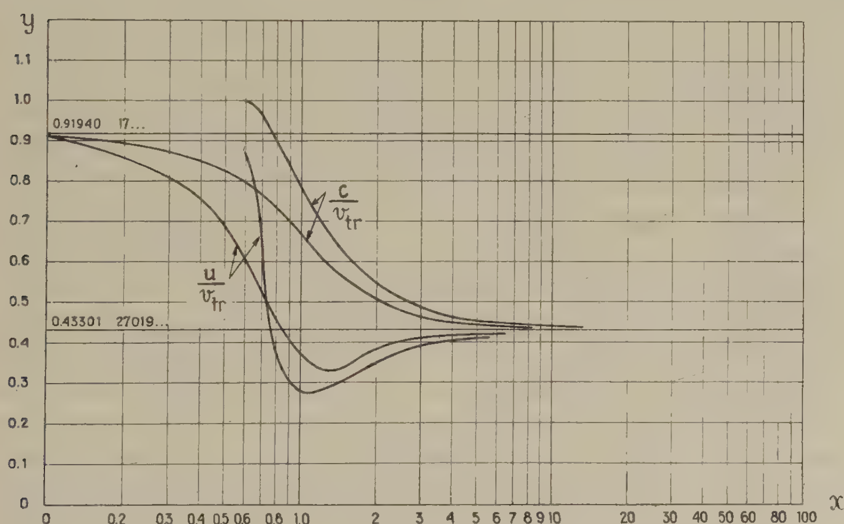


Fig. 1

Der Grundgedanke, das Schwingen der Erdkruste mit der Mikroseismik in Verbindung zu bringen ist aber so bestechend, dass es vielleicht lohnt, einen anderen Weg zu beschreiten. Aeltere Untersuchungen von A. Ramspeck (4) über das dynamische Verhalten von Strassendecken

haben die merkwürdige Tatsache erkennen lassen, dass sich eine Betonstrassendecke genau so verhält wie eine frei schwingende Platte — zumal dann, wenn sie nicht fest oder auf elastisch « weichem » Material aufliegt. Es treten dann Biegeschwingungen auf ganz so, als ob die Unterlage überhaupt nicht vorhanden wäre. Da auch an Eisdecken über Seen ein ähnliches Verhalten beobachtet wurde, erscheint der Versuch aussichtsreich, die Erdkruste einmal als freischwingende Platte aufzufassen und die bei den Schwingungen auftretenden bevorzugten Perioden zu untersuchen.

Die Theorie der Plattenschwingungen wurde von H. Lamb (5) entwickelt. Ein charakteristischer Zug der Theorie ist, dass sich die Frequenzgleichung in zwei Einzelgleichungen aufspalten lässt entsprechend

$$(S) \ldots F_1 = 0\ (\xi, \eta) \quad \text{und} \quad (A) \ldots F_2 = \ (\xi, \eta)\ 0$$
$$\xi = H/L, \eta = c/v_{tr} ,$$

von denen jede für sich eine Dispersionskurve mit zwei Aesten darstellt. Bild 2 zeigt die vier Aeste A_1, A_2 und S_1, S_2 der Dispersionskurve. Es wurde $v - v_{tr} | 3$ angenommen. Die zur einen Frequenzgleichung (S) gehörenden Teilchenbewegungen verlaufen symmetrisch in Bezug auf die Mittelebene der unendlich ausgedehnten Platte, die zur anderen Frequenzgleichung (A) gehörenden tun dies nicht. Man unterscheidet demgemäss symmetrische und asymmetrische Schwingungen der Platte. Die an Strassendecken und an Eisplatten beobachteten Schwingungen sind *Biegeschwingungen*, diese aber entsprechen einer asymmetrischen Bewegung und zwar jener, die dem Ast A_1 der Dispersionskurve mit *normaler* Dispersion zugeordnet werden muss. Der zweite Ast A_2 von (A) zeigt anormale Dispersion (zu grösserer Wellenlänge gehört kleinere Phasengeschwindigkeit), eine ihm entsprechende Bewegung wurde nicht beobachtet. Uebrigens ist die im Ast A_2 auftretende anormale Dispersion die einzige: die der Frequenzgleichung (S) entsprechenden beiden Aeste der Dispersionskurve zeigen beide normale Dispersion. Bewegungen, die zu S_1 und S_2 gehören könnten, wurden aber ebenfalls nicht beobachtet

Auch in Bild 2 wurde die Gruppengeschwindigkeit als Funktion von H/L dargestellt. Die stationären Wert verteilen sich wie folgt:

zu Ast A_1 gehörig ... Minimum
zu Ast A_2 gehörig ... Maximum
zu Ast S_1 gehörig ... Maximum und Minimum
zu Ast S_2 gehörig ... Minimum.

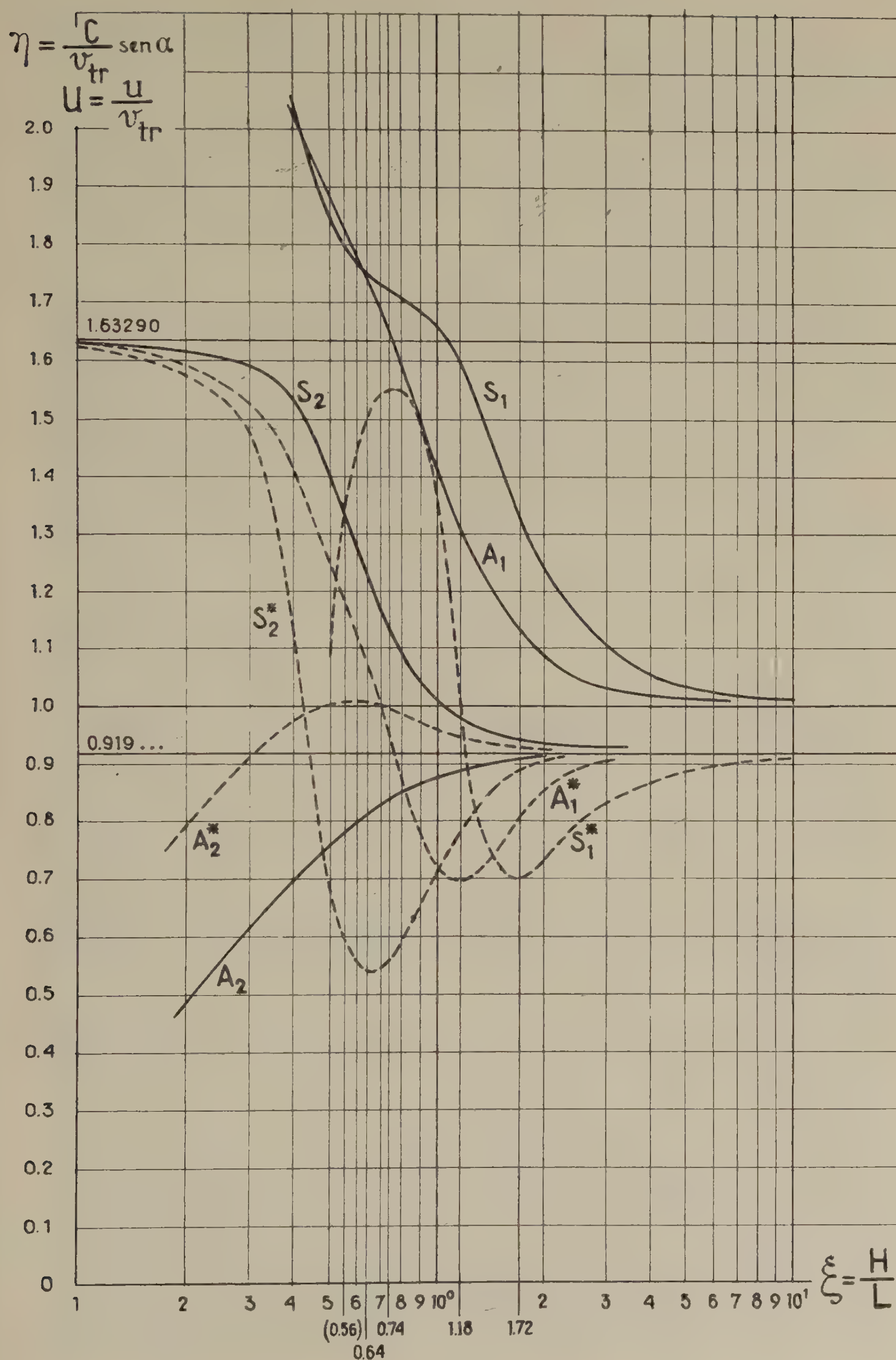

$\eta = \frac{c}{v_{tr}} \operatorname{sen} \alpha$
$U = \frac{u}{v_{tr}}$
2.0
1.9
1.8
1.7
1.63290
1.6
1.5
1.4
1.3
1.2
1.1
1.0
0.919 ...
0.9
0.8
0.7
0.6
0.5
0.4
0.3
0.2
0.1
0
S_1
S_2
A_1
A_2
S_1^*
S_2^*
A_1^*
A_2^*
1 2 3 4 5 6 7 8 9 10^0 2 3 4 5 6 7 8 9 10^1
(0.56) 0.64 0.74 1.18 1.72
$\xi = \frac{H}{L}$

Fig. 2

Minima treten also nur in drei Fällen auf, nämlich für A_1, S_1 und S_2. Diese Fälle wird man ins Auge fassen, wenn man die « bevorzugten Perioden » der Plattenschwingungen aufsucht. Dabei wird man von vornherein nicht mit einem beobachtbaren Auftreten von Schwingungen rechnen können, die dem Ast A_2 entsprechen, denn erstens erschwert anormale Dispersion an und für sich den Energietransport, zweitens entspricht dem Maximum in der Kurve $U = U(\xi)$ eine Art Lücke in der Häufigkeitsverteilung der einzelnen Perioden.

In die Frequenzgleichung geht die Dichte der Platte nicht ein, wohl aber, neben der Mächtigkeit H, das Verhältnis v/v_{tr}. Wir bleiben im Rahmen der Beobachtung, wenn wir für dieses Verhältnis, wie üblich den Wert $\sqrt{3}$ nehmen. Mit R. Stoneley ([6]) setzen wir $v_{tr} = 3.363$ km/sek, also den für die Granitschicht zuständigen Wert für die Phasengeschwindigkeit der Querwellen. Gegen die Annahme, die Erdkruste bestehe aus einer einzigen Schicht (Granit), bestehen Bedenken thermischer Natur: da die Wärmeentwicklung infolge radioaktiven Zerfalls innerhalb der Granitschicht mit $6{,}7 \times 10^{-6}$ cal/g Jahr merklich grösser ist als innerhalb einer Schicht von basaltischem Ergussgestein (mit 1,7 cal/g Jahr) oder gar innerhalb des ultrabasischen Substratums ($0{,}9 \times 10^{-6}$ cal/g Jahr) müsste eine viel weniger mächtige Schicht Granit bereits ausreichen, um den von innen nach aussen fliessenden Wämestrom zu unterhalten. Dieser wurde 1947 von F. Birch ([7]) zu 1,2 bis $1{,}3 \times 10^{-6}$ cal/qcm. sek gemessen, d. h. rein thermisch gesehen, dürfte die Granitschicht bloss etwa 22 km mächtig sein. Zudem liegen Beobachtungen vor, die das Vorhandensein der Basaltschicht zumindert in Europa einwandfrei beweisen (Konrad- Diskontinuität).

Wir setzen uns über diese Bedenken mit der Bemerkung hinweg, dass die im oberflächennahen Bereich gemessenen Wärmewerte durchaus nicht repräsentativ zu sein brauchen für das Innere des Schicht. Wir bleiben also bei $H = 33$ km.

Die Abszissen für die Minima der Gruppengeschwindigkeit liegen dann bei

	S_2	A_1	S_1
$\xi_m =$	0,64	1,18	1,72 .

Die zugehörigen Werte $\eta_m = c_m/v_{tr}$ für die relative Phasengeschwindigkeit sind

$\eta_m =$	1,22	1,29	1,33 .

Aus $\xi = \dfrac{\pi H}{L} = \dfrac{\pi H}{c\,T}$ findet man dann $T = \pi H/c\,\xi$, und, für die

Minima der Gruppengeschwindigkeit

$$T_m = \frac{9{,}813}{\xi_m \eta_m} = \begin{matrix} S_1 & S_2 & A_1 \\ 4{,}29 & 12{,}56 & 6{,}45 \text{ Sek.} \end{matrix}$$

Mit diesen Werten bewegen wir uns im Rahmen der bei der Mikroseismik beobachteten Perioden.

E. Hardtwig ([8]) hat für zwei mikroseismische Stürme die Häufigkeitsverteilung der Perioden untersucht und im einen Fall (Kanalsturm vom 15.1.38) ein scharfes Häufigkeitsmaximum für $T_m = 6{,}8$ Sek gefunden, im andern Fall (Norwegensturm vom 28.2.-1.3.43), ein ebenso scharfes Maximum für $T_m = 7{,}45$ Sekunden. Berücksichtigen wir, dass die Perioden auf ihrem Wege vom Quellgebiet zur Station (in diesem Falle Stuttgart) eine Verlängerung erfahren, so darf man wohl annehmen, dass es die zum Ast A_1 gehörenden Biegeschwingungen sind, die, zumindest in der Hauptsache, das ausmachen, was wir als Mikroseismik registrieren.

Damit wäre für die Mikroseismik eine ausserordentlich einfache und einläuchtende Erklärung gefunden. Freilich erheben sich sofort eine Reihe von weiteren Fragen: welcher Art sind die Uebergangsverhältnisse von Kruste zu Substratum, wenn sich die Kruste wie eine frei schwingende Platte verhalten kann? Offenbar besteht diese « Freiheit » nur für Impulse unterhalb einer gewissen Grenze; oberhalb derselben findet ein normaler Duchgang der Energie in die Unterlage statt — ähnlich wie bei Eisdecke und Wasser. Oder: Warum werden asymmetrische Schwingunge bevorzugt — gibt es wirklich keine Bodenbewegungen, die den Aesten S_1 und S_2 entsprechen?

Wenn die hier angedeutete Theorie der Mikroseismik zutrifft, wenn diese also tatsächlich durch Schwingungen der Erdkruste entsteht, dann kann die Form der Anregung auch nicht wesentlich sein. Dann kann Mikroseismik ebensogut durch Brandung entstehen (anregende Stösse auf die « Platte » in Küstennähe) wie auch durch Sturmwellen auf offenem Meer (durch das Wasser auf den Meeresboden übertragene Impulse). Dann ist es aber auch denkbar, dass hinreichend starke Explosionen die ganze Kruste zu Schwingungen anregen oder aber, dass übernormal starker Wind, der etwa gegen steile Berge oder Felswände bläst, zur Ursache von Krustenchwingungen und damit von Mikroseismik wird. Hier bietet sich den Untersuchungen noch ein weites Feld. Insbesondere wird man bei Grosssprengungen das Augenmerk darauf richten, ob die hier angegebenen Perioden bezw. die Perioden der Mikroseismik auftreten.

ZUSAMMENFASSUNG

Ein Zweischichtenmedium stellt in Bezug auf Oberflächenwellen ein dispersives System dar. Die Frequenzgleichungen (für die Phasen- und Gruppengeschwindigkeit) zerfallen in zwei Einzelgleichungen und demgemäss auch die Dispersionskurven in zwei Äste. Den Minima der Gruppengeschwindigkeit entsprechen die Perioden grosster Häufigkeit des Auftretens. Wählt man für die physikalischen Konstanten plausible Werte und setzt als Mächtigkeit der Schicht etwa 6 bis 12 m voraus, so bekommt man als Periodenbereiche grösster Häufigkeit jene von 1/5 bis 1/10 Hertz und 40 bis 50 Hertz. Dies steht in ausgezeichneter Übereinstimmung mit den in der Sprengseismik gemachten Beobachtungen. Die daselbst entstehenden Periodenspektra finden also eine zwanglose Erklärung. Für die Zweischichtigkeit der Erdoberfläche wäre etwa das Grundwasser verantwortlich zu machen.

Bei Grosssprengungen müsste auch die Erdkruste in Schwingungen geraten. Das dispersive System «Erdkruste-Substratum» würde aber auf bevorzugte Perioden von 30 und mehr Sekunden führen, entgegen aller Wahrscheinlichkeit. Betrachtet man jedoch die Erdkruste als frei schwingende Platte, so entstehen bei entsprechender Anregung Schwingungen, deren Perioden grosster Häufigkeit übereinstimmen mit den Perioden der Mikroseismik.

Für die Mikroseismik würde sich auf diese Weise eine sehr einfache Deutung ergeben: sie wäre nichts anderes als das freie Schwingen der Erdkruste, unabhängig von der Art der Anregung (Brandung oder Sturmtief).

SUMMARY

A double — layered medium constitutes — relating to surface waves-a dispersiv system. The Frequency equations (for the wave and group velocity) fall to two single equations and therefore the dispersion curves to two single curves. To the minima of the group velocity correspond the periods of greatest abundance. With plausible values for the physical constants and 6 to 10m for the thickness of the layer, one receives as regions of greatest abundance of periods 1/5 to 1/10 and 40 to 50 Hertz. This is in excellent agreement with the experiences in prospecting seismic.

At big explosions also the crust of the Earth must become vibrating. But the dispersive system «Crust-Substratum» would demand favoured

periodes of 30 secobds and more — in contrary to all probability. But if one considers the earthcrust as a freely vibrating plate. vibrations are generated so that the periods of greatest abundance are in concordance with the periods of microseisme.

For the microseisme on would receive a very simple explanation: microseisme would be the free vibration of the earthcrust independent of the manner of incitation (surf or stormcenter).

RIASSUNTO

Un mezzo doppiamente stratificato costituisce — rispetto alle onde di superficie — un sistema dispersivo. Le equazioni di frequenza (per le velocità di fase e di gruppo) si risolvono in due singole equazioni e perciò le curve di dispersione in due singole curve. Ai minimi della velocità di gruppo corrisponde la banda dei periodi più frequenti.

Con valori plausibili per le costanti fisiche, e da 6 a 10 m per lo spessore dello strato, si riceve, come bande di grande abbondanza di periodi, da 1/5 a 1/10 Hertz e da 40 a 50 Hertz. Cio è in perfetto accordo con le esperienze della prospezione sismica.

Anche per le grandi esplosioni la crosta della terra deve vibrare. Ma il sistema dispersivo « crosta-substrato » richiederebbe periodi favorevoli di 30 secondi e più, cio che è al di fuori delle possibilità fisiche. Ma se si considera la crosta terrestre come lamina vibrante liberamente, le vibrazioni sono prodotte in modo che i periodi della zona più abbondante sono in concordanza con i periodi dei microsismi. Per i microsismi si avrebbe quindi una spiegazione semplicissima: essi risulterebbero da una libera vibrazione della crosta terrestre, indipendente dal modo di agire della causa eccitante (risacca o centro di un ciclone).

LITERATUR

(1) MORRIS George, Geophysics, vol. XV, n. 1, 1950.

(2) MENZEL Heinz, *Über das Spektrum seismischer Wellen, die durch Sprengungen erzeugt werden.* Annali di Geofisica, Bd. IV, 1951.

(3) STONELEY Robert, *The transmission of Rayleighwaves across Eurasia.* Bull. Seismol. Soc. Amer. vol. 43, n. 2, 1953.

(4) RAMSPECK A., *Dynamische Untersuchungen von Strassendecken.* Die Betonstrasse, Bd. II, n. 2, 1935.

RAMSPECK A., *Dynamische Untersuchungen auf Betonfahrbahndecken.* Forschungsarbeiten aus dem Strassenwesen. Volk und Reich Verlag, Berlin 1937.

— *Schwingungen der Fahrbahndecken von Betonstrassen.* Schwingungstagung 1938, Berichtheft, Berlin.

(5) LAMB Horace. *On waves in an elastic plate.* Proc. Roy. Soc. London (A) 93.

(6) STONELEY Robert. *The continental layers of Europe.* Bull. Seism. Soc. Am. 38, 1948.

(7) BIRCH F., *Temperature and Heat Flow in a Wall near Colorado Springs.* Am. Journ. of Science, 245; 733-753; 1947.

(8) HARDTWIG E., *Die Mikroseismik und ihre Anwendung zum Abschätzen der Dicke der Kontinentalschollen.* Geofisica pura e applicata, vol. XIV (1949).

SUL METODO FOTOGRAFICO PER LO STUDIO DELLA RADIOATTIVITÀ DELLE ROCCE

G. Imbò

In altre occasioni ed anche in una riunione di questa Associazione ho dato un resoconto sulle ricerche in corso, relative all'esame radioattivo delle lave vesuviane mediante la distribuzione statistica delle proiezioni orizzontali dei percorsi nelle emulsioni di particelle α, nella supposizione di una rigorosa omogeneità dei mezzi attraversati dalle particelle α. Si osserva che, per ottenere la voluta condizione, sono state sottoposte ad esame lave polverizzate. Seguendo un metodo geometrico si era in effetti dedotta la relazione:

$$n = \frac{N R \mu_1}{4} \left(1 - \frac{r}{\mu_2 R}\right)^2 \qquad [1]$$

che dà il numero n di tracce con proiezioni orizzontali dei percorsi nell'emulsione superiori ad r. Nella formula: N rappresenta il numero di particelle α emesse per cm^3 e per sec.; R il relativo range nell'aria; μ_1 e μ_2 i coefficienti di frenamento rispettivamente nella lava e nell'emulsione, in modo che i prodotti $\mu_1 R$ e $\mu_2 R$ rappresentano i range nella lava e nella emulsione.

La medesima relazione può essere ottenuta anche in base a considerazioni energetiche. Si sa infatti che tra energia iniziale (E_0) e range (R) si ha la relazione;

$$E_0 = a R^n \qquad [2]$$

dove n ed a sono due costanti, la prima indipendente e l'altra caratteristica del mezzo. Si osserva che la [2] risulta pienamente verificata per i membri delle famiglie radioattive naturali. La relazione [1] è ottenuta qualora si ammetta che nell'attraversamento, da un mezzo all'altro, l'energia finale nel mezzo lava (E_1) risulta uguale all'energia iniziale nel mezzo emulsione (E_2). Si ha cioè:

$$E_1 = E_2 \; . \qquad [3]$$

Evidentemente nella lava sono contemporaneamente emesse particelle α relative a vari membri delle famiglie radioattive naturali in modo che la relazione più completa è data da:

$$n = \frac{\mu_1}{4} \sum N_i R_i \left(1 - \frac{r}{\mu_2 R_i}\right)^2 . \qquad [4]$$

Scegliendo opportunamente i valori di r si è limitata l'indagine praticamente ai tenori in ThC', in RhC' ed in ThA cui corrispondono rispettivamente i range nell'aria di cm: 8,57; 6,91; 5,64: Evidentemente per valori di r superiori a percorsi, rapportati in aria, a 8,57 il numero di tracce è nullo. Per valori di r sempre riferibili ad aria, e compresi tra 6,91, e 8,57, risulterebbe la formula limitata ad un solo termine in cui N_i ed R_i si riferiscono al ThC'. Per valori di r ancora inferiori, ma superiori a 5,64 la relazione sarà data da due termini, l'uno riferito al ThC', l'altro al RhC'; e per valori ancora inferiori viene aggiunto un terzo termine riferibile al ThA. Con la scala scelta dei valori di r si hanno per ogni serie dieci equazioni, di cui quattro relative alla prima categoria ossia ad un sol termine; quattro a due termini, due a tre termini. L'insieme delle 10 equazioni ha permesso la deduzione mediante il metodo dei minimi quadrati delle tre incognite ossia dei tre valori delle N. I valori ottenuti sono stati pubblicati in varie note che hanno permesso di confermare le vedute generali sull'andamento del tenore in RhC' al variare dell'età della lava nel senso di un aumento di esso col diminuire dell'età.

Un esame più approfondito delle varie serie di misure ha messo in evidenza comportamenti caratteristici che lasciano dubbiosi sulla esattezza della formula adoperata [2]. Si è rilevato infatti che il numero di tracce, per valori di r superiori al valore limite considerato, non risulta nullo. Ed inoltre, se ad esempio si utilizzano le quattro equazioni riferibili alla prima categoria, i valori ottenuti dalle singole equazioni dell'unica incognita N lasciano rilevare, procedendo per r decrescenti, una riduzione dapprima brusca e di poi graduale sempre nello stesso senso. Medesima deduzione è stata messa in evidenza indistintamente per tutte le serie a disposizione; anzi lo stesso andamento viene proseguito anche per le successive equazioni rese ad una sola incognita, in base alla eliminazione mediante accoppiamento di due contigue.

Per l'individuazione della causa del comportamento si volle osservare se essa fosse da mettere in relazione con l'assunzione di valori errati dei coefficienti di frenamento e cioè di μ_2, dato invero dalla stessa casa Ilford, e dell'altro μ_1, ottenuto mediante la conoscenza della composizione delle

lave esaminate. E difatti mediante la differenziazione della [1], alla quale si riduce il sommatorio (o la [4]) per le ultime quattro, e nella supposizione che la variazione di n dipenda solo dalla variazione di r, si ottiene per $\mu_2 R$ l'espressione:

$$\mu_2 R = r_i + 2 \frac{n_i}{\left(\frac{dn}{dr}\right)_{r_i}}$$

in modo che il range nell'emulsione può essere dedotto ritenendo noto il valore della derivata che figura al denominatore del secondo termine del secondo membro. D'altro canto, ponendo in ciascuna equazione il valore ottenuto di $\mu_2 R$, viene dedotta l'espressione $N R \mu_1$. I valori ottenuti da tutte le serie esaminate portano ad una variazione, al diminuire di r, delle due espressioni $\mu_2 R$ ed $N \mu_1 R$ nel senso concorde per la prima, discorde per la seconda. La relazione trovata non si presta quindi alla rappresentazione analitica della distribuzione statistica delle tracce al variare di r.

La effettiva relazione, anche se dello stesso tipo della [1] dovrebbe giustificare le anomalie constatate, e cioè: possibilità di percorsi effettivi superiori al range; riduzioni del denominatore del termine del fattore quadratico, nonchè aumento del fattore fuori parantesi al diminuire di r.

Nell'ammissione di una facile spiegazione della prima condizione si è voluto vedere se le altre due condizioni potessero essere soddisfatte con la supposizione che nel passaggio dall'uno all'altro mezzo si abbia una variazione nell'energia. Per una maggiore generalizzazione si è posto:

$$\frac{E_1}{E_2} = p + q E_1$$

ove p e q sono due costanti. Sono stati effettuati i relativi laboriosi calcoli sia nell'ipotesi di assenza che della presenza della rifrazione. Nei due casi le formole ottenute sono:

$$n = \frac{N \mu_1 R}{4} \left[1 + \frac{q}{p} a_1 (\mu_1 R)^n\right] \left\{1 - \left[1 + \frac{q}{p} a_1 (\mu_1 R)^n\right]^n \frac{p^{1,n}}{\mu_1 R} r\right\}^2$$

per il primo e cioè senza rifrazione ed:

$$n = \frac{N \mu_1 R}{4} \left[1 + \frac{q}{p} a_1 (\mu_1 R)^n\right]^{\frac{2-n}{2}} \left\{1 - \left[1 + \frac{q}{p} a_1 (\mu_1 R)^n\right]^{\frac{2-n}{2u}} \frac{p^{\frac{2-n}{2n}}}{\mu_2 R} r\right\}^2$$

per il secondo e cioè con rifrazione.

A parte le maggiori complicazioni si osserva che le espressioni restano dello stesso tipo in modo che se pure vengono modificate le due espressioni, non vengono invero soddisfatte le due constatate condizioni della variabilità apparente dei coefficienti.

Si è dovuto pertanto seguire altra strada in modo da avere contemporaneamente la interpretazione anche della possibilità di percorsi maggiori del range. Si è ammesso infatti che l'aumento del range, constatato infatti anche per gli altri elementi radioattivi, dovesse dipendere da un *effetto di raggrinzamento* o d'invecchiamento dell'emulsione nel senso che per percorsi quasi paralleli alla superficie di separazione la traccia anzichè continua risulta tratteggiata per il fatto che la particella α alterna, per la presenza delle grinze, i percorsi nell'emulsione e nell'aria. È stato supposto che in riferimento ad un particolare valore di r, il prodotto $N\mu_1$ assume un valore $N\mu'$, e che il percorso complessivo nell'aria sia proporzionale ad r con costante di proporzionalità che si indica con m. Si sono anche in tal caso eseguiti gli opportuni calcoli e si è ottenuta la relazione:

$$n = \frac{N\mu' R}{4}\left[1 + \frac{m}{\mu_2 R}(1-\mu_2)\, r\right]\left(1 - \frac{r}{\mu_2 R\left[1 + \frac{m}{\mu_2 R}(1-\mu_2)\right] r}\right)^2 .$$

Tenuto presente che $\mu_2 \ll 1$, si ha in definitiva:

$$n = \frac{N\mu' R}{4}\left[1 + \frac{m}{\mu_2 R}\, r\right]\left(1 - \frac{r}{\mu_2 R + m r}\right)^2 .$$

Viene in tal modo giustificata la 1ª e la 2ª condizione e cioè il constatato aumento del range nell'emulsione, nonchè la diminuzione del denominatore al diminuire di r. La costante m può essere dedotta dalla conoscenza, attraverso l'osservazione, del più alto valore delle lunghezze delle tracce (r^*).

Si ottiene pertanto:

$$m = 1 - \frac{\mu_2 R}{r^*} .$$

I calcoli effettuati hanno dato valori all'incirca di $m = 0{,}052$.

Si rende pertanto possibile dedurre per ciascun valore di r la funzione:

$$f(r) = \frac{N\mu' R}{4} .$$

Essa mostra una rapida iniziale diminuzione con il diminuire di r, denotando una tendenza ad un valore presso a poco costante. Questo

comportamento, che coincide con quanto è stato detto nella terza condizione, trova la sua giustificazione in un altro effetto che direi *effetto di superficie*. Si osserva in effetti che la omogeneità ammessa per la deduzione delle formule non è mai verificata. Risulta ovvio che entro lo strato superficiale, di solo qualche micron, per l'impossibilità di evitare la disposizione che direi a mucchi, il numero di nuclidi diminuisce man mano che diminuisce la distanza x dalla superficie del l'emulsione od anche man mano che diminuisce anche la densità. Si ottiene così:

$$N \mu' = f(x) \ .$$

Se si indica con d la densità, si ha:

$$\frac{N d \mu'}{d} = f(x)$$

od anche rappresentando $\frac{N}{d}$ il numero di particelle α emesse per grammo e per sec. e quindi un valore costante (c) si ha:

$$d \mu' = c f(x).$$

Mentre d diminuisce al diminuire di x, μ' da valori dell'ordine di 10^{-3} tende rapidamente ad 1. Si ha la prevalenza di quest'ultima variazione in modo che al tendere di x a 0 il valore di $f(x)$ cresce rapidamente. Al crescere di x si rende trascurabile l'effetto della disomogeneità superficiale e la polvere può considerarsi a μ e a d costanti. Nell'assunzione pertanto di:

$$f(x)_{x=0} = \infty \qquad ; \qquad f(x)_{x=\infty} = f_0(x),$$

si pone:

$$c f(x) = c f_0(x) + \frac{b}{x} \cdot$$

D'altro canto in base a facili considerazioni sulle relazioni tra percorsi e distanze si giunge ad un'espressione per la $f(x)$ data da:

$$(N \mu') = (N \mu')_0 + \frac{a}{r_0 - r} \cdot$$

In tale relazione $(N\mu')_0$; a; r_0 sono costanti da determinarsi, mentre $(N\mu')$ ed r sono valori dati o dedotti. Dalla conoscenza di $(N\mu)'_0$, ed in base al calcolo di μ'_0 che, tenuto conto anche del fatto che la densità

della polvere risulta inferiore per interposizione di aria a quella della lava, è dato, come si può facilmente rilevare, da:

$$\mu'_0 = \mu_2 \left(1 + \Sigma \frac{1 - \mu_2}{1 + \mu_2 \Sigma}\right)$$

dove:

$$\Sigma = \sqrt[3]{\frac{d_{\text{lava}}}{d_{\text{polvere}}}} - 1 ,$$

si ottiene evidentemente il richiesto valore di N. Mediante eliminazione delle influenze degli elementi analizzati, risulta agevole, seguendo un procedimento analogo, la deduzione dei tenori degli altri elementi.

I calcoli effettuati sulle serie già in possesso hanno dato risultati soddisfacenti e si spera quanto prima di esporre i risultati ottenuti da nuove serie che si vanno conducendo in modo da eliminare o ridurre le conseguenze dei due effetti detti rispettivamente di raggrinzamento e di superficie.

RIASSUNTO

Nel corso delle indagini sulla radioattività delle lave mediante la distribuzione statistica delle proiezioni orizzontali dei percorsi delle particelle α nell'emulsione si è rilevata l'incompletezza della formula abituale dedotta sia in base a considerazioni geometriche che in base a considerazioni energetiche e cioè:

$$n = \frac{N R \mu_1}{4} \left(1 - \frac{r}{\mu_2 R}\right)^2 .$$

L'esame delle serie di osservazioni già precedentemente elaborate ha consentito di dedurre che la nuova relazione dovesse soddisfare alle tre seguenti condizioni: giustificasse la possibilità di tracce con lunghezze superiori al valore del range; rendesse conto di un'apparente variazione con r *di* μ_2 *e di* $N \mu_1$*, in senso concorde per il primo e discorde per l'altro. Una completa realizzazione della prima condizione nonchè dell'aumento apparente di* μ_2 *con* r *si ha nell'ammissione dell'*effetto *detto di* raggrinzamento, *relativo alla superficie dell'emulsione. Una tale introduzione, e con una particolare ipotesi sul percorso nell'emulsione, lascia infatti dedurre la nuova seguente formula:*

$$n = \frac{N R \mu'}{4} \left(1 + \frac{m}{\mu_2 R} r\right) \left(1 - \frac{r}{\mu_2 R + m r}\right)^2 .$$

La terza condizione viene inoltre soddisfatta con l'ammissione di un effetto di superficie *consistente in una variazione rapida della densità in corrispondenza dello strato limite della roccia polverizzata nel senso di un aumento di essa sino ad un valore limite che coincide con la densità costante della polvere. Alcune considerazioni che dessero conto anche dei risultati ottenuti dall'esame dei dati a disposizione, hanno lasciato dedurre la relazione:*

$$(N \mu') = (N \mu')_0 + \frac{a}{r_0 - r}$$

la quale consente, sempre in base alle osservazioni, il calcolo di $(N\mu')_0$ *e, se si ammette deducibile il valore di* μ'_0, *il valore cercato di* N_0.

SUMMARY

The various investigations which were carried out on the radioactivity of lava through the statistical distribution of the horizontal projections of the distances covered by particles A in the emulsion, proved the incompleteness of the conventional formula deduced on the ground of both geometrical and energetical considerations and namely:

$$n = \frac{N R \mu_1}{4} \left(1 - \frac{r}{\mu_2 R}\right)^2$$

The inspection of the various observations previously worked out brought about the inference that the new expression should meet with the following requirements: justifying the possibility of traces in greater lengths than the range value and accounting for an apparent variation of μ_2 *and* $N \mu_1$ *along with* r *in accordance and discordance respectively. The first requirement is entirely met with and* μ_2 *is increased along with* r *whenever the so-called* wrinkling effect *as concerning the emulsion surface is admitted. On the ground of the above and of a particular assumption on the distance covered within the emulsion, the following new formula may be worked out:*

$$n = \frac{N R \mu'}{4} \left(1 + \frac{m}{\mu_2 R} r\right) \left(1 - \frac{r}{\mu_2 R + m r}\right).$$

The last requirement is furthermore met with whenever admitting a surface *effect consisting of a rapid variation of density in connection with*

the boundary layer of the pulverized rock in the way of its increasing up to a pick value coinciding with the constant density of the powder. Some considerations accounting also for the results obtained through the study of the available data, allowed the following expression to be deduced:

$$(N\,\mu') = (N\,\mu)_0 + \frac{a}{r_0 - r}$$

Still on the ground of the same observations, the above expression permits $(N\,\mu')_0$ *to be calculated, along with the required value of* N_0, *whenever the value of* μ_0' *is admitted as being deducible.*

RELAZIONI FRA I PARAMETRI CHE CARATTERIZZANO LA PIÙ GENERALE FUNZIONE DI VARIAZIONE DELLA DENSITÀ NELL'INTERNO DELLA TERRA E QUELLI DELLA FUNZIONE ATTA ALLA DETERMINAZIONE DEGLI SCHIACCIAMENTI DELLE SUPERFICI ISOPICNOTICHE

G. BOAGA

Trattando dell'equilibrio di una massa fluida rotante nella quale la densità $\varrho(a)$ decresce in modo continuo dalla superficie $(a = 1)$ al centro $(a = 0)$ si prende a fondamento della teoria la celebre *equazione differenziale di Clairaut* (¹):

$$\left(a^2 \frac{d^2 \varepsilon}{d a^2} - 6 \varepsilon\right) \int_0^a \varrho(a) \cdot a^2 d a + 2 \varrho(a) \cdot a^3 \left(a \frac{d \varepsilon}{d a} + \varepsilon\right) = 0 \quad [1]$$

atta a determinare lo schiacciamento ε dei vari strati del pianeta ognuno costituito da densità costante e di forma prossimamente ellissoidica (²).

La supposta continuità della funzione $\varrho(a)$ corrisponde al fatto fisico che il pianeta dapprima sia stato fluido e che la sua solidificazione avvenuta via, via, non abbia di molto alterata la distribuzione interna iniziale.

Assegnata la $\varrho(a)$ ed introdotta nella [1] si determina un integrale particolare ξ tale che per $a = 0$ (centro del pianeta) si riduca all'unità (³).

(¹) Cfr. F. TISSERAND: Traité de mécanique Céleste, T. II, Chap. IV. « *Théorie de la figure des corps célèstes et de leur mouvement de rotation* ».

(²) La equazione richiamata venne trovata la prima volta da Clairaut che calcolò per approssimazione, trascurando nei calcoli le quantità di secondo ordine rispetto agli schiacciamenti ed i prodotti degli schiacciamenti per il quadrato della velocità angolare (approssimazione di Clairaut), l'attrazione che il sistema di strati ellissoidici esercita sopra un punto interno e ponendo la condizione che la risultante di questa attrazione e della forza centrifuga risulti normale all'ellissoide passante per il punto stesso (vedere: A. C. CLAIRAUT, *Teoria della forma della Terra dedotta dai principi dell'idrostatica.* Traduzione e note di M. Lombardini, Ed. Zanichelli, Bologna).

(³) Cfr. TISSERAND, *Opera citata*, Cap. XIV.

In effetti l'equazione [1] è una *equazione differenziale del secondo ordine lineare ed omogenea*, noti perciò due integrali ξ e η l'integrale generale della [1] è espresso dalla:

$$\varepsilon = C \cdot \xi + C' \cdot \eta$$

con C, C' due costanti. Però il secondo integrale particolare non si presenta continuo nell'estremo inferiore dell'intervallo di variabilità del parametro a [1], dunque, dovendo risultare lo schiacciamento finito al centro, alla costante C' si deve attribuire necessariamente il valore *zero*; rimane così l'unico integrale ξ.

Secondo le considerazioni contenute nei classici Trattati di Tisserand, Appel, Bucholz, ecc. che trattano diffusamente dell'argomento, l'integrale della [1] è dato dalla:

$$\varepsilon = C \cdot \xi = \frac{\frac{5}{2}\varphi}{\left(\frac{d\xi}{da}\right)_1 + 2\xi_1} \cdot \xi(a) \qquad [2]$$

dove φ è il rapporto fra la forza centrifuga equatoriale e la corrispondente gravità; l'indice 1 apposto alle funzioni $\frac{d\xi}{da}$ e ξ significa che ad esse si debbono attribuire i valori risultanti col porre $a = 1$ (valori in superficie).

A partire dalla seconda metà del secolo scorso varie ipotesi sono state avanzate per la rappresentazione esplicita della funzione $\varrho(a)$. Gli Autori in genere hanno assimilato l'arco di curva rappresentante la variazione della densità nello intervallo 1....0, di variabilità del parametro a, ad un arco di parabola quadratica (Roche), o biquadratica (Helmert), ad un arco di sinussoide (Legendre), ad un arco di curva esponenziale (Lipschitz), ecc. ed hanno determinato i valori dei coefficienti in esse contenute, tenendo conto di alcuni elementi geofisici e geodetici, quali ad esempio le densità terrestri media e superficiale, lo schiacciamento dell'ellissoide terrestre, ecc. Successivamente sono sta-

---

(1) Cfr. G. BOAGA. Sopra una formula trinomia considerata come ipotesi relativa alla distribuzione della densità nell'interno della Terra. Atti del Reale Istituto Veneto di S. L. ed A., Tomo 78.

te utilizzate queste varie ipotesi per la ricerca della variazione — nell'interno della Terra — della gravità e della pressione.

Consideriamo ora per la funzione $\varrho(a)$ una espressione generale e di cui quelle finora considerate risultano altrettanti casi particolari. Immaginiamo a tal fine sviluppabile in serie di potenze con esponenti pari, sempre crescenti, del parametro a, con segni alternati, la funzione $\varrho(a)$, in modo da poter scrivere:

$$\varrho = \varrho_0 \sum_{r=0}^{\infty} (-1)^r C_r a^{2r} \qquad [3]$$

con ϱ_0 densità centrale.

Risulta immediatamente come facilmente si può provare:

$$C_0 = 1 . \qquad [4]$$

Analogamente per l'integrale ξ della [1] assumiamo la serie:

$$\xi = \sum_{s=0}^{\infty} \gamma_s a^{2s} \qquad [5]$$

e poichè — per quanto detto — per $a = 0$ deve risultare $\xi_0 = 1$, così si dovrà porre:

$$\gamma_0 = 1 . \qquad [6]$$

Ciò premesso e considerato, ci proponiamo, a complemento dei nostri precedenti studi, di *determinare le relazioni fra i coefficienti C_r della* [3] *e quelli γ_s della* [5], *per modo che si possa direttamente ottenere l'integrale ξ assegnata che sia la funzione della variazione della densità interna rappresentata dalla* [3].

Posto

$$a_r = (2r + 1)^{-1} \qquad [7]$$

l'integrale messo in evidenza nella [1] assume la forma, tenendo conto della [3]:

$$\int_0^a \varrho(a) \cdot a^2 \, da = \sum_{r=0}^{\infty} (-1)^r a_r C_r a^{2r+3}. \qquad [8]$$

D'altra parte, derivando una e due volte la [5], si ottengono le:

$$\frac{d\xi}{da} = \sum_{s=1}^{\infty} 2s\gamma_s\, a^{2s-1} \qquad \frac{d^2\xi}{da^2} = \sum_{s=1}^{\infty} 2s\,(2s-1)\,\gamma_s a^{2s-2} \qquad [9]$$

e sostituendo le [8] e [9] nella [1] si ottiene — dopo alcuni passaggi — la:

$$\sum_{r,s} (-1)^r \left\{ 1 + 2s + [s\,(2s-1) - 3]\, a_r \right\} C_r\, \gamma_s\, a^{2(r+s)} = 0 \qquad [10]$$

con $r + s$ eguale successivamente ad 1, a 2, a 3, ecc.

Poichè quest'ultima deve essere verificata per qualunque valore di a, così dovrà risultare nullo il coefficiente che accompagna la potenza $a^{2(r+s)}$:

Posto $r + s = 1$ (e quindi: $r = 1$, $s = 0$ e $r = 0$, $s = 1$) si trae:

$$-\frac{2}{5} C_1 \gamma_0 - \frac{7}{3} C_0 \gamma_1 = 0$$

e tenendo conto delle [4], [6] si ottiene la prima relazione che lega C_1 a γ_1:

$$6\,C_1 - 35\,\gamma_1 = 0\ . \qquad [11]$$

Posto invece $r + s = 2$ (e quindi successivamente: $r = 0$, $s = 2$; $r = 1$, $s = 1$; $r = 2$, $s = 0$) si perviene alla

$$\frac{4}{7} C_2\, \gamma_0 - \frac{13}{5} C_1\, \gamma_1 + 6\, C_0\, \gamma_2 = 0 \qquad [12]$$

che lega C_2 a γ_2 attraverso C_1 e γ_1 in quanto $C_0 = \gamma_0 = 1$.

Così continuando si trova in generale la:

$$\sum_{h=0}^{t} (-1)^h \left\{ \frac{t\,(2t+5)}{2h+3} - h \right\} C_h\, \gamma_{t-h} = 0\ . \qquad [13]$$

Si può dunque concludere che: *il problema che ci siamo proposti è completamente risolto con la formula generale* [13], che comprende come caso particolare le [11] e [12] a cui corrispondono i valori: $t = 1$ e $t = 2$.

Ne discende la possibilità mediante la [2] di determinare lo schiacciamento ε per mezzo dei coefficienti C_r della funzione [3] della variazione della densità interna.

Nel caso particolare che la serie [3] sia accorciata, cioè costituita di soli t termini, le cose dette continuano a valere purchè si abbia l'avvertenza di porre $C_k = 0$ con $k \geqslant t$.

Come caso particolare consideriamo la funzione considerata da Roche:

$$\varrho(a) = \varrho_0 (1 - \beta a^2) \ . \qquad [14]$$

Confrontandola con la [3] si traggono le:

$$C_0 = 1 \qquad C_1 = \beta \qquad C_k = 0 \ (k \geqslant 2)$$

e conseguentemente per la [13]:

$$\gamma_1 = \frac{2}{7} \cdot \frac{3}{5}\beta$$

$$\gamma_2 = \frac{13}{18} \cdot \frac{3}{5}\beta \cdot \gamma_1 = \frac{2}{7} \cdot \frac{13}{18}\left(\frac{3}{5}\beta\right)^2$$

$$\gamma_3 = \frac{28}{33} \cdot \frac{3}{5}\beta \cdot \gamma_2 = \frac{2}{7} \cdot \frac{13}{18} \cdot \frac{28}{33} \cdot \left(\frac{3}{5}\beta\right)^3$$

. . . .

dove si scorge facilmente la regola della formazione dei coefficienti che accompagnano la potenza s –esima di $\frac{3}{5}\beta$, per poter scrivere direttamente il valore del coefficiente γ_s per s qualunque.

Sostituendo questi valori nella [5] e questa nella [2], dopo di aver posto $a = 1$, ed attribuendo allo schiacciamento ε il valore accettato attualmente per lo ellissoide terrestre (1/297) si perviene ad una equazione nell'incognita β, che risoluta, permette di attribuire alla costante β della [14] un valore tale da riprodurre lo schiacciamento desiderato.

La seconda costante ϱ_0 che figura nella [14] si potrà determinare p. es. imponendo la condizione che risulti soddisfatto il valore oggi at-

tribuito alla densità media della Terra (5,52) od a quello superficiale (2,67) [1].

Calcolati i valori di tali costanti risultano per le formule scritte noti i coefficienti γ_s della [5], sicchè per mezzo della [2] si potrà determinare il valore dello schiacciamento dello strato ellissoidico interno, di densità costante, caratterizzato dal valore di a compreso fra 1 e 0.

Analoghe ricerche si possono ripetere prendendo a base dei calcoli qualunque ipotesi sulla variazione continua della densità nello interno del corpo terrestre, dopo naturalmente averla trasformata nella forma [3].

RIASSUNTO

Vengono studiate le relazioni fra i parametri che caratterizzano la più generale funzione di variazioni della densità dell'interno della terra e quelli della funzione atta alla determinazione degli schiacciamenti delle superfici isopicnotiche.

SUMMARY

A study is being carried out on the connections between the parameters characterizing the more general function of density variations within the earth and those of the function apt to determine the deflections of isopicnotic surfaces.

---

[1] La *densità media* ϱ_m della Terra è legata alla funzione $\varrho(a)$ dalla:

$$\varrho_m = 3 \int_0^1 \varrho(a) \cdot a^2 \, d a$$

la quale, per l'ipotesi di Roche, permette la determinazione della costante ϱ_0 (densità al centro) per mezzo della

$$\varrho_0 = \varrho_m : \left(1 - \frac{3}{5}\beta\right) .$$

La *densità superficiale* ϱ_1 è invece espressa dalla seguente relazione quando si tenga conto della [3]:

$$\varrho_1 = \varrho_0 \sum_0^\infty{}_r (-1)^r C_r$$

che si riduce alla forma assai semplice

$$\varrho_1 = \varrho_0 (1 - \beta)$$

per l'ipotesi di Roche.

NUMERI CARATTERISTICI DEI FLOCCULI D'IDROGENO E DI CALCIO E DEI FILAMENTI D'IDROGENO PER L'ANNO 1955

G. Godoli

Proseguendo la pubblicazione annuale dei numeri caratteristici dei flocculi d'idrogeno e di calcio e dei filamenti d'idrogeno [1], vengono riportati nelle seguenti tre tabelle di immediata interpretazione i valori giornalieri per il 1955.

I numeri caratteristici sono stati stimati sugli spettroeliogrammi eseguiti alla torre solare di Arcetri con l'immagine di 64 mm; le caratteristiche strumentali e la tecnica delle osservazioni sono state descritte in altra sede [2].

Dal 23 settembre 1955 è stato intensificato il programma di osservazione sistematica eseguendo giornalmente, anziché uno spettroeliogramma in $H\alpha$ ed uno in $K_{2,3}$ tre spettroeliogrammi successivi in $H\alpha$ e quindi uno in $K_{2,3}$ sopratutto allo scopo di seguire le variazioni di intensità delle zone più attive. Tali variazioni di intensità, interessantissime nello studio dell'evoluzione dei fenomeni, non hanno però alcuna influenza sulla stima dei numeri caratteristici. Per questo, anche dopo il 23 settembre, si è preso in considerazione, per la stima dei numeri caratteristici giornalieri dei flocculi e dei filamenti d'idrogeno solo uno spettroeliogramma e precisamente il primo eseguito.

Sono state esaminate complessivamente 131 lastre in $H\alpha$ e 126 lastre in $K_{2,3}$.

La stima veniva eseguita, come per il passato, con l'aiuto dei modelli di Mt. Wilson. Per evidenti ragioni di uniformità è stata determinata prima tutta la serie dei numeri caratteristici per i flocculi d'idrogeno; quindi tutta la serie per i flocculi di calcio ed infine tutta la serie per i filamenti d'idrogeno. Lo scarto medio delle singole determinazioni è stato ancora sempre inferiore a 0.2 unità.

Il contributo dei singoli osservatori, che sono stati sempre coadiuvati dal sig. Romagnoli, alla raccolta delle lastre ridotte è stato il seguente:

Tabella 1a

NUMERI CARATTERISTICI DEI FLOCCULI D'IDROGENO PER L'ANNO 1955

Giorno	Gennaio	Febbraio	Marzo	Aprile	Maggio	Giugno	Luglio	Agosto	Settembre	Ottobre	Novembre	Dicembre
1	—	—	—	—	—	0.7	1.2	1.2	—	2.0	—	—
2	—	—	—	—	0.4	—	1.4	—	—	—	—	—
3	—	—	0.1	—	—	0.3	—	—	1.9	1.8	2.0	—
4	—	—	0.0	0.0	—	—	—	1.3	—	2.0	—	—
5	—	—	—	0.2	—	—	—	—	—	—	—	2.6
6	—	—	—	0.4	0.8	0.6	2.0	2.0	—	—	—	—
7	—	—	—	0.5	—	—	2.2	—	—	—	1.9	2.6
8	—	—	0.0	0.3	—	0.6	2.2	—	—	—	—	—
9	—	—	—	—	0.5	—	—	2.2	—	—	—	2.7
10	1.3	—	—	—	0.5	—	—	2.3	—	—	—	—
11	—	0.3	—	—	—	—	—	2.5	—	1.9	—	—
12	—	—	—	—	0.5	—	2.2	—	—	2.3	2.0	—
13	—	—	—	0.0	0.3	—	2.0	—	—	2.1	—	—
14	—	—	0.0	—	0.2	1.4	2.0	—	—	1.0	—	—
15	—	—	0.0	—	—	1.5	—	—	—	1.4	—	—
16	—	—	0.0	—	0.1	1.6	1.4	—	1.0	—	—	—
17	—	—	—	—	—	1.6	—	1.0	1.0	—	1.8	—
18	—	—	—	0.3	—	—	1.4	—	—	—	1.7	—
19	0.0	—	—	0.3	—	—	1.5	0.8	0.9	0.2	—	—
20	—	—	—	0.0	1.1	—	0.9	0.6	1.0	0.7	—	—
21	0.0	0.0	—	—	—	—	0.1	—	0.1	—	1.4	—
22	—	—	0.0	0.1	—	—	0.2	0.9	0.0	0.7	1.5	2.5
23	—	—	—	0.2	0.9	0.2	0.2	0.8	0.2	—	—	2.3
24	0.2	—	—	—	0.9	—	—	0.5	0.3	—	—	—
25	0.3	—	—	—	—	0.0	0.0	0.3	—	2.8	—	—
26	0.2	—	—	0.1	—	—	0.0	—	0.6	2.8	1.6	—
27	—	—	—	0.1	—	—	0.1	0.9	—	2.9	—	1.8
28	—	—	—	0.1	—	—	0.2	—	—	—	—	1.4
29	0.3	—	—	0.2	—	—	—	2.2	—	—	—	—
30	—	—	—	0.3	1.0	0.4	0.3	—	—	—	—	—
31	—	—	0.0	—	0.8	—	—	—	—	—	—	—
Media . . .	0.3	0.2	0.0	0.2	0.6	0.8	1.1	1.3	0.7	1.8	1.7	2.3
Media semestrale .	0.40						1.38					
Media annuale . .	0.95											

Tabella 1 b

NUMERI CARATTERISTICI DEI FLOCCULI DI CALCIO PER L'ANNO 1955

Giorno	Gennaio	Febbraio	Marzo	Aprile	Maggio	Giugno	Luglio	Agosto	Settembre	Ottobre	Novembre	Dicembre
1	—	—	—	—	—	1.4	1.2	2.2	—	2.9	—	—
2	—	—	—	—	1.1	—	1.4	—	—	—	—	—
3	—	—	1.1	—	—	1.0	—	—	2.4	2.7	3.3	—
4	—	—	1.2	1.0	—	—	—	2.3	—	2.7	—	—
5	—	—	—	0.9	—	—	—	—	—	—	—	3.5
6	—	—	—	0.8	1.3	0.9	—	2.5	—	—	—	—
7	—	—	—	0.8	—	—	2.4	—	—	—	3.4	3.8
8	—	—	0.0	0.8	—	1.0	2.6	—	—	—	—	—
9	—	—	—	—	0.9	—	—	2.6	—	—	—	3.6
10	2.3	—	—	—	0.8	1.3	—	2.8	—	—	—	—
11	—	0.3	—	—	—	—	—	2.7	—	2.4	—	—
12	—	—	—	—	0.7	—	2.5	—	—	2.4	3.2	—
13	—	—	—	0.0	0.7	—	2.6	—	—	2.7	—	—
14	—	—	0.0	—	0.6	2.4	2.5	—	—	2.7	3.2	—
15	—	—	0.0	—	—	2.5	—	—	—	2.6	—	—
16	—	—	0.0	—	0.2	2.7	2.2	—	1.6	—	—	—
17	—	—	—	—	—	2.8	—	1.2	1.5	—	3.1	—
18	—	—	—	0.9	—	—	2.1	—	—	—	3.1	—
19	0.0	—	—	0.9	—	—	1.5	1.0	1.4	1.0	—	—
20	—	—	—	1.0	1.3	—	1.4	0.9	1.4	—	—	—
21	0.0	0.1	—	—	—	—	0.4	—	0.9	—	2.5	—
22	—	—	—	1.1	—	—	0.2	0.9	0.1	1.4	2.4	2.9
23	—	—	—	0.9	1.4	1.2	0.0	0.9	0.4	—	—	—
24	—	—	—	—	1.6	—	—	1.0	1.3	—	—	—
25	0.3	—	—	—	—	0.3	0.0	1.1	—	3.2	—	—
26	0.4	—	—	1.1	—	—	0.0	—	—	3.3	2.6	—
27	—	—	—	0.9	—	—	0.1	1.4	—	—	—	2.4
28	—	—	—	0.9	—	—	0.3	—	—	—	—	3.4
29	1.1	—	—	0.9	—	—	—	2.0	—	—	—	—
30	—	—	—	1.1	1.5	0.9	0.6	—	—	—	—	—
31	—	—	0.5	—	1.4	—	—	—	—	—	—	—
Media . . .	0.7	0.2	0.4	0.9	1.0	1.5	1.3	1.7	1.2	2.5	3.0	3.3
Media semestrale.	0.95						1.96					
Media annuale . .	1.51											

Tabella 1 c

NUMERI CARATTERISTICI DEI FILAMENTI D'IDROGENO PER L'ANNO 1955

Giorno	Gennaio	Febbraio	Marzo	Aprile	Maggio	Giugno	Luglio	Agosto	Settembre	Ottobre	Novembre	Dicembre
1	—	—	—	—	—	0.1	2.1	2.4	—	3.0	—	—
2	—	—	—	—	1.2	—	2.5	—	—	—	—	—
3	—	—	0.2	—	—	0.1	—	—	1.8	1.8	4.0	—
4	—	—	1.0	0.8	—	—	—	3.4	—	2.1	—	—
5	—	—	—	1.0	—	—	—	—	—	—	—	1.8
6	—	—	—	0.7	1.3	0.6	1.2	3.0	—	—	—	—
7	—	—	—	0.7	—	—	1.2	—	—	—	3.8	1.6
8	—	—	1.5	1.0	—	0.1	1.0	—	—	—	—	—
9	—	—	—	—	0.8	—	—	2.0	—	—	—	2.0
10	0.7	—	—	—	0.7	—	—	2.4	—	—	—	—
11	—	2.0	—	—	—	—	—	2.5	—	2.7	—	—
12	—	—	—	—	1.8	—	1.9	—	—	3.5	3.2	—
13	—	—	—	1.0	0.5	—	2.3	—	—	3.3	—	—
14	—	—	2.2	—	0.4	0.7	2.6	—	—	2.8	—	—
15	—	—	1.4	—	—	1.0	—	—	—	2.0	—	—
16	—	—	2.3	—	0.0	0.9	3.0	—	2.0	—	—	—
17	—	—	—	—	—	1.6	—	2.2	1.6	—	1.8	—
18	—	—	—	0.8	—	—	3.8	—	—	—	1.7	—
19	0.0	—	—	1.0	—	—	3.8	1.8	1.3	0.4	—	—
20	—	—	—	1.4	0.2	—	3.4	1.4	0.2	0.9	—	—
21	0.0	0.5	—	—	—	—	1.8	—	0.4	—	1.6	—
22	—	—	0.0	1.3	—	—	1.9	1.3	1.2	1.0	1.5	1.9
23	—	—	—	1.5	1.3	2.3	2.2	1.3	0.6	—	—	2.3
24	0.0	—	—	—	1.4	—	—	1.3	0.7	—	—	—
25	0.0	—	—	—	—	2.8	1.0	1.3	—	1.0	—	—
26	0.0	—	—	2.5	—	—	0.5	—	1.3	1.8	1.6	—
27	—	—	—	2.5	—	—	0.5	1.4	—	1.9	—	2.0
28	—	—	—	2.5	—	—	0.5	—	—	—	—	1.8
29	0.1	—	—	1.4	—	—	—	0.2	—	—	—	—
30	—	—	—	1.3	1.5	2.0	0.4	—	—	—	—	—
31	—	—	1.7	—	0.6	—	—	—	—	—	—	—
Media . . .	0.1	1.2	1.3	1.3	0.9	1.1	1.9	1.9	1.1	2.0	2.4	1.9
Media semestrale .	1.03						1.86					
Media annuale . .	1.50											

Osservatori	$H\alpha$	$K_{2,3}$	Totale
Ballario	69	68	137
Godoli	56	52	108
Romagnoli	6	6	12

La distribuzione mensile delle lastre ridotte è la seguente:

riga \ mese	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
$H\alpha$ . . .	7	2	8	16	13	11	20	15	10	14	8	7
$K_{2,3}$ . .	6	2	7	16	13	12	19	15	9	12	9	6

Firenze, Osservatorio astrofisico di Arcetri

Centro di astrofisica del C.N.R., Luglio 1956.

RIASSUNTO

Si dànno i numeri caratteristici dei flocculi d'idrogeno e di calcio e dei filamenti d'idrogeno per l'anno 1955, secondo le osservazioni eseguite alla torre solare di Arcetri.

SUMMARY

The character figures of Ca flocculi and of $H\alpha$ bright and dark flocculi for the year 1955 are given according to the observations carried out at the solar tower of Arcetri.

BIBLIOGRAFIA

(1) G. Godoli, *Numeri caratteristici dei flocculi d'idrogeno e di calcio e dei filamenti d'idrogeno per gli anni* 1950-51-52, Ann. Geof. 6, 199, (1953).

— *Numeri caratteristici dei flocculi d'idrogeno e di calcio e dei filamenti d'idrogeno per l'anno* 1953, Ann. Geof. 7, 135, (1954).

— *Numeri caratteristici dei flocculi d'idrogeno e di calcio e dei filamenti d'idrogeno per l'anno* 1954, Ann. Geof. 8, 325, (1955).

(2) G. Righini e G. Godoli, *Riduzione del materiale spettroeliografico raccolto alla torre solare di Arcetri nel periodo* 1932-1949. Mem. SAIt, 21, 333, (1950).

QUELQUES DONNEES NOUVELLES SUR LES SEISMES PROFONDS DE LA MER TYRRHENIENNE

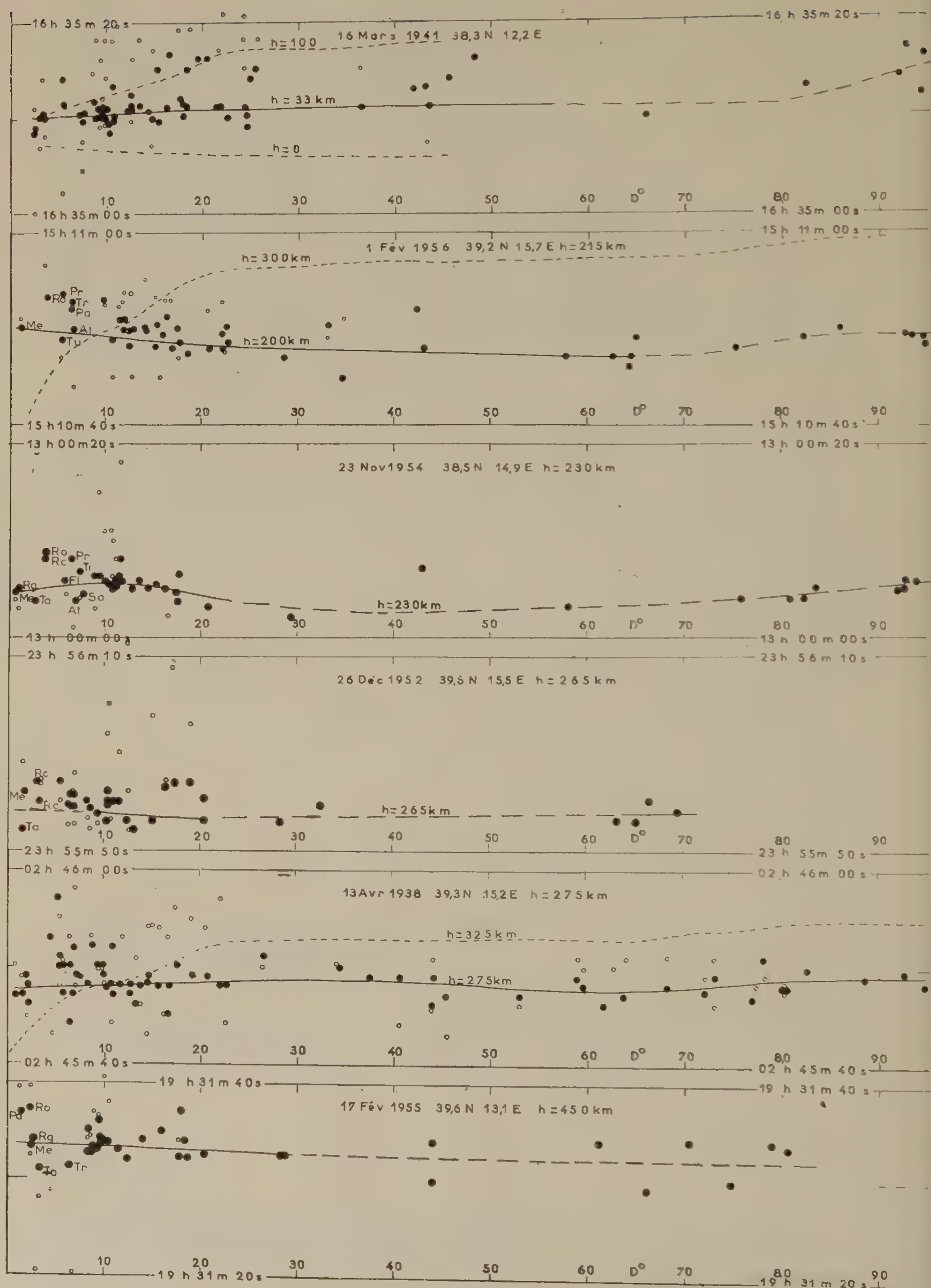
E. Peterschmitt

L'attention des séismologues a été attirée sur le caractère spécial de la région de la mer Tyrrhénienne seulement après le séisme du 13 Avril 1938. Ceci est facilement compréhensible si l'on remarque qu'avant ce dernier les deux seuls séismes profonds relativement importants, originaires de cette région, ont eu lieu en 1911 et 1915. La première vue d'ensemble a été donnée en 1948 par Gutenberg et Richter (1).

Le 17 Février 1955, un faible séisme était enregistré jusqu'à des distances supérieures à 80° grâce à la sensibilité des verticaux à courte période actuels. La détermination de l'épicentre au Bureau Central Séismologique de Strasbourg devait révéler une profondeur si grande qu'une étude spéciale s'imposait. Ce séisme, et quelques autres tremblements de terre récents voisins, m'ont conduit à penser que, dès maintenant, il serait possible de préciser un certain nombre de points sur la structure séismique de la région tyrrhénienne. Il m'est rapidement apparu qu'il était nécessaire de considérer, non seulement les séismes profonds, mais aussi les tremblements à profondeur normale des régions avoisinantes, c'est-à-dire du Sud de l'Italie (à peu près au Sud du parallèle 42e), de la Sicile et éventuellement de la Mer Ionienne. Pour ces séismes, aucun problème spécial ne se pose, tandis que pour les séismes profonds une inconnue supplémentaire intervient. L'énergie de presque tous les séismes profonds récents est trop faible pour que les ondes telles que *pP*, *sP* et *sS* soient inscrites. Il est nécessaire, dans ce cas, de se fixer uniquement sur la connaissance préalable des hodochrones des deux ondes principales *P* et *S*. Toute erreur systématique sur les hodochrones se traduit par des erreurs sur la détermination des coordonnées hypocentrales. Il convient d'analyser autant les hodochrones que les moyens de calculs utilisés pour la détermination des hypocentres.

1) *Les séismes normaux originaires de la Mer Tyrrhénienne et des régions limitrophes.*

Afin d'augmenter le champ d'investigation, il m'a paru utile de ne pas se limiter pour ces séismes à l'époque des données microséismiques, et d'utiliser également les données macroséismiques. Ceci est possible


16 h 35 m 20 s
16 Mars 1941 38,3 N 12,2 E
h = 100
h = 33 km
h = 0
16 h 35 m 00 s
15 h 11 m 00 s
1 Fév 1956 39,2 N 15,7 E h = 215 km
h = 300 km
h = 200 km
15 h 10 m 40 s
13 h 00 m 20 s
23 Nov 1954 38,5 N 14,9 E h = 230 km
h = 230 km
13 h 00 m 00 s
23 h 56 m 10 s
26 Déc 1952 39,5 N 15,5 E h = 265 km
h = 265 km
23 h 55 m 50 s
02 h 46 m 00 s
13 Avr 1938 39,3 N 15,2 E h = 275 km
h = 325 km
h = 275 km
02 h 45 m 40 s
19 h 31 m 40 s
17 Fév 1955 39,6 N 13,1 E h = 450 km
19 h 31 m 20 s
D°
10 20 30 40 50 60 70 80 90
Ro Rc Pr Tr Pa Me At Ty Fl Rg Ta So Pd Rq

grâce aux travaux de Baratta [2] et de Cavasino [3]. Un certain nombre de séismes sont originaires de Calabre et on peut introduire ainsi des erreurs en déterminant des épicentres macroséismiques terrestres, alors que les foyers réels peuvent se trouver en mer. Cette erreur peut être évitée en se bornant aux séismes pour lequels la zone pléistoséiste est parfaitement définie malgré l'importance du séisme. Mais cette façon de procéder peut donner une idée fausse de la répartition des séismes normaux en éliminant les épicentres marins. Ceux-ci ont été spécialement étudiés; il n'y a guère qu'un seul séisme important, celui du 28 Mai 1897, dont l'épicentre, indéterminable, est situé dans la Mer Ionienne. Le tableau I donne le résultat de ce travail pour la période 1800-1910.

Tableau I.

PRINCIPAUX SÉISMES ORIGINAIRES DE LA MER TYRRHÉNIENNE ET DES RÉGIONS LIMITROPHES

Période 1800-1910

Date	φ_N	λ_E	Remarques
20.2.1818	37,6	15,0	Etna
8.3.1832	39,0	16,8	
12.10.1835	39,3	16,3	
24.4.1836	39,6	16,6	
12.2.1854	39,3	16,2	
16.12.1857	40,3	16,0	
28.11.1869	38,6	16,1	
5.10.1870	39,2	16,3	
28.7.1883	40,7	13,9	Ischia
3.12.1887	39,5	16,3	
22.4.1893	38,0	14,9	
28.5.1894	40,0	16,0	
16.11.1894	38,3	15,8	
23.4.1895	37,2	14,7	
12.2.1897	$37\frac{1}{2}$	$15\frac{1}{2}$	
28.5.1897	?	?	Mer Ionienne
8.9.1905	38,8	16,1	
11.9.1906	38 ?	$13\frac{1}{2}$	en mer?
23.10.1907	38,0	16,1	
28.12.1908	38,2	15,6	Messine $M = 7\frac{1}{2}$

Tableau II.

Liste des séismes normaux originaires de la mer Tyrrhénienne et des régions limitrophes

Période 1911-1955

Date	Heure h m s	φ_N	λ_E	h	Précision d°	Origine	Remarques
28.6.1913	08 52,7	39,5	16,3	N	0,2	Pet.	macro. $I_0 = 8$ (Cav)
8.5.1914	18 02,0	37,7	15,0	Surf.	0,1	ISS	Etna. $I_0 = 9\text{-}10$ (Cav)
28.12.1917	16 04,6	40	14	?	1	Pet.	ne figure pas sur la carte
18.6.1918	15 45,3	41,5	13,0	N	0,2	Mor.	$I_0 = 4$
22.10.1919	06 05,9	41 1/4	12 1/2	N	0,5	Pet.	d'après Cav; Morelli donne 41,0-12,0. $I_0 = 7\text{-}8$
25.5.1927	02 50,6	41,3	14,5	N	0,3	Mor.	Epc. macro. $I_0 = 6\text{-}7$
12.5.1929	17 01,0	39	10	N	1	ISS	Seulement 3 données mais paraissent concordantes
16.10.1929	01 05 19	40	14 3/4	N	0,3	Pet.	
13.12.1929	04 45,5	36 1/2	13	N	0,5	Pet.	Classe d. (Gut)
27.4.1930	01 46,6	40,7	14,7	N	0,2	Pet.	Macro d'après Cav
16.6.1930	17 58,6	40 1/2	13 1/2	?	0,5	Pet.	incertain
23.7.1930	00 08,7	41,1	15,4	N	0,2	ISS	$I_0 = 10$ (Cav), $M = 6\,1/2$ (Gut)
10.5.1931	10 49,0	41,0	15,0	N	0,2	Mor.	macro. $I_0 = 6$
3.8.1931	21 02,6	37,7	15,0	Surf.	0,2	ISS	$I_0 = 7$. Etna
21.10.1931	07 35,7	41,6	13,4	N	0,2	ISS	$I_0 = 5\text{-}6$
21.10.1931	08 12,8	41,6	13,4	N	0,2	ISS	$I_0 = 5$
3.12.1931	09 32,3	41,3	15,9	N	0,1	Mor.	macro. $I_0 = 7$
2.1.1932	23 33,8	39,0	17,5	N	0,2	ISS	Classe d. (Gut)
2.1.1932	23 36,8	39,0	17,5	N	0,2	ISS	
22.5.1932	17 01 48	38,0	15 1/2	N	0,2	Gut.	Classe d. (Gut)
26.2.1933	02 49,3	37,4	13,0	N	?	Mor.	macro, incertain
7.3.1933	14 40,3	41,1	15,4	N	0,2	ISS	$I_0 = 6$
11.9.1934	01 20,0	37,8	14,1	N	0,2	Pet.	macro d'après Cal.
29.10.1935	24 54,2	40	14	N	0,5	ISS	sous réserve
17.7.1937	17 11,1	41,7	15,4	N	0,1	ISS et Gut.	Epc. macro. 41°41' -N 15°21' E. $I_0 = 7$ (Cal)
15.12.1937	21 25,7	41,7	15,3	N	0,1	ISS et Gut.	$I_0 = 7$
27.1.1939	20 10 15	38,5	14,7	N	0,4	ISS	Classe d. (Gut). Epc. en accord avec Dalmasso (7)
15.1.1940	13 19,4	38,1	13,5	N	0,1	ISS	d'après Dalmasso, $I_0 = 8$ (8)
30.12.1942	14 59,6	40,9	15,9	N ?	?	ISS	incertain
4.8.1945	14 48,4	37,2	16,4	N	0,2	ISS	assez fort
3.4.1946	17 01,7	39,8	16,0	N	0,2	ISS	
26.2.1947	05 42,7	41 ±	17 1/2 ±	?	?	Stg.	incertain
11.5.1947	07 32 15	38,7	16,8	N	0,1	Valle	(9)
10.10.1947	08 39,9	38 1/4	16 1/2	N	0,5	Stg.	
1.1.1950	10 03,5	41,2	14,9	N	0,2	Stg.	$I_0 = 6$
29.3.1950	02 19,6	41,1	15,0	N	0,3	Stg.	
19.3.1952	08 13 39	37,7	15,1	Surf.	0,1	Stg.	Etna. $I_0 = 8$?

A partir de 1910 on possède des données microséismiques de plus en plus précises à mesure qu'on se rapproche de l'époque actuelle. Tous les épicentres figurant dans le tableau II ont été vérifiés. Cette vérification a été faite en utilisant les tables de Jeffreys-Bullen 1940. Les procédés utilisés sont classiques. J'ai essayé d'indiquer la précision des coordonnées. Cette grandeur a été obtenue par lecture directe, soit sur les cartes macroséismiques, soit sur les graphiques de détermination microséismique. Dans la colonne origine j'ai indiqué la source des déterminations. J'ai repris des coordonnées indiquées antérieurement chaque fois que ma détermination coincidait avec elles dans les limites d'erreurs. On a les abréviations suivantes:

Cav.: Cavasino, *I Terremoti d'Italia*... (3);
Cal.: Caloi, *Attività Sismica*... (4);
Mor.: Morelli, *Necessità di un maggiore*... (5);
Gut.: Gutenberg et Richter, *Seismicity of the Eearth* (6);
ISS: International Seismological Summary;
Stg: Strasbourg: Bulletin du B.C.I.S. et Annales de l'I.P.G.S.;
Pet.: E. Peterschmitt.

2) *La détermination des coordonnées hypocentrales des séismes profonds à l'aide des seules hodochrones des ondes P et S.*

Parmi les coordonnées hypocentrales je compte, non seulement la latitude géographique φ, la longitude λ, la profondeur h en kilomètres depuis la surface du sol, mais aussi l'heure origine H (ce sont les « coordinate spaziotemporali » de la littérature italienne).

a) Comme je l'ai indiqué, pour la plupart des séismes profonds, les ondes typiques pP, sP, sS, qui permettraient la détermination immédiate de la profondeur h, sont absentes. On peut uniquement se servir des hodochrones des ondes P et S. Quel que soit le procédé de détermination choisi, toute erreur systématique dans les hodochrones utilisées, se traduit par une erreur systématique des résultats obtenus. Cependant, si la répartition azimuthale des stations n'est pas trop mauvaise, on peut même, avec des tables légèrement inexactes obtenir les coordonnées épicentrales φ et λ sans erreur notable, ce qui n'est pas les cas pour les inconnues h et H. Il convient donc d'examiner de façon préliminaire les tables utilisées, à savoir celles de Jeffreys-Bullen 1940 (J. B.).

Cest tables contiennent une erreur systématique certaine et reconnue par Jeffreys ([10]): la vitesse admise immédiatement en dessous de la surface de Mohorovičić pour les ondes longitudinales, à savoir 7,7 km/sec est trop faible. Il en résulte des temps de propagation trop grands.

Par ailleurs, ces tables ne tiennent pas compte de l'asténosphère. Il faut néanmoins remarquer que la réalité de l'asténosphère, c'est à dire de la couche à vitesse de propagation relativement faible à une profondeur de 80 km, n'est pas prouvée de façon absolument certaine ([11]). En admettant l'existence de l'asténosphère, il est facile de voir que ces deux erreurs systématiques devraient se compenser en partie sauf, peut-être, pour certaines distances. Dans des travaux récents, basés sur les

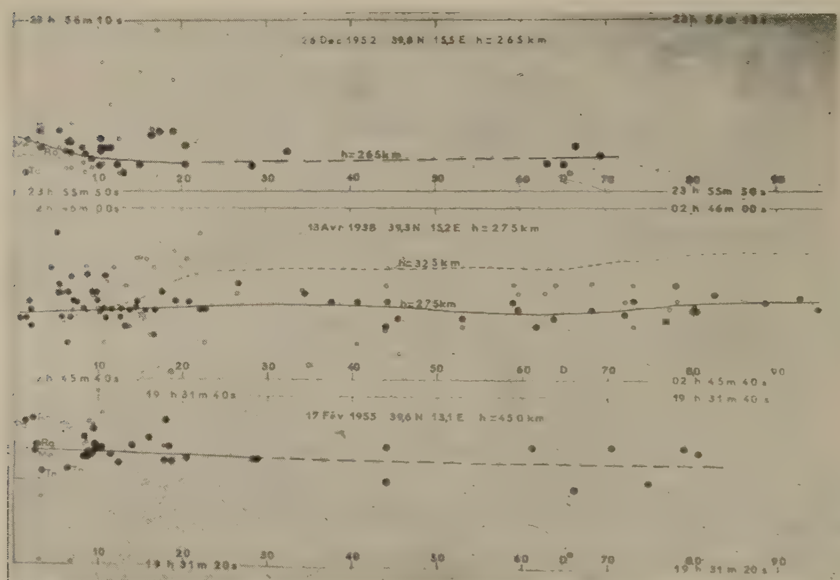


Fig. 1 – Heures origines en fonction de la distance épicentrale
Point: onde *P*; Cercle: onde *S*.

séismes de Kern County de l'année 1952, Gutenberg a mis en évidence un tel manque de compensation ([12], [13], [14]). La table J. B. présenterait pour la distance épicentrale de 10° ($h = 25$ km) un retard de l'ordre de 4 secondes. Jeffreys avait trouvé une valeur très voisine, à savoir un retard de 3 secondes pour $D = 8°$. Il est regrettable que l'étude de Jeffreys n'ait pas été faite sur des séismes récents pour lesquels la pré-

cision des données est très supérieure. Afin de vérifier les tables pour l'Europe, j'ai étudié de plus près quelques forts séismes récents, normaux et profonds. Il s'agit des tremblements de terre suivants:

Date	Région	φ	λ	Profondeur
12 Août 1953 . . .	Iles Ioniennes	38° 10′ N	20° 45′ E	normale
30 Avril 1954 . . .	Thessalie	39°, 5 N	22°, 2 E	normale
9 Septembre 1954	Orléansville	36° 17′ N	1° 28′ E	normale
11 Septembre 1948	Grèce	37°, 3 N	23°, 2 E	80 km
29 Mars 1954 . . .	Espagne	36°, 9 N	3°, 5 W	630 km

Pour les deux premiers séismes normaux, il a été impossible de mettre en évidence une anomalie quelconque aux environs de $D = 10°$. Pour le séisme du 12 Août 1953, il faut néamoins remarquer que les ondes P semblent arriver aux stations américaines, distantes de plus de 70° avec un retard pouvant atteindre 4-5 secondes. Pour le séisme d'Orléansville, on remarque entre 2 et 8 degrés une variation systématique dans le sens voulu. Mais si on considère l'ensemble des distances, il n'y a pas d'erreur supérieure à 2 secondes.

Aucune anomalie systématique ne se révèle pour le séisme du 11 septembre 1948. Il en est presque de même pour le grand séisme du 29 mars 1954. J'ai été amener à modifier très légèrement l'épicentre calculé antérieurement à Strasbourg: 36°,9 N, 3°,5 W (au lieu de 3°1/4 W). Pour ce séisme, il se pourrait que les temps de propagation des tables J. B. soient un peu trop faibles dans l'intervalle de distances 50-70°. Mais l'erreur systématique n'est pas supérieure à 2 secondes. Les profondeurs h calculées, soit par l'étude des hodochrones tel qu'il sera indiqué plus loin, soit par les intervalles de temps $pP - P$, sont parfaitement concordantes ($h = 630$ km). Il faut remarquer que la station de Toledo accuse pour les ondes P un retard de 3 secondes environ, fait qui devra être rapproché des anomalies de propagation mis en évidence ultérieurement. On peut en définitive admettre le chiffre indiqué par Jeffreys [10]: la table J. B. ne présente pas d'erreurs systématiques supérieures à 3 secondes. Les profondeurs déduites des tables ne devraient pas être affectées d'une erreur systématique supérieure à une trentaine de kilomètres.

b) Une détermination d'un hypocentre s'effectue en partant des temps d'arrivée d'une même onde, en général l'onde P, en un certain nombre de stations. Il en résulte immédiatement que le seul critère permettant de juger l'exactitude d'une détermination est un critère de temps; il faut que les heures origines H calculées pour toutes les stations soient aux erreurs près identiques. Cette règle peut ne pas être

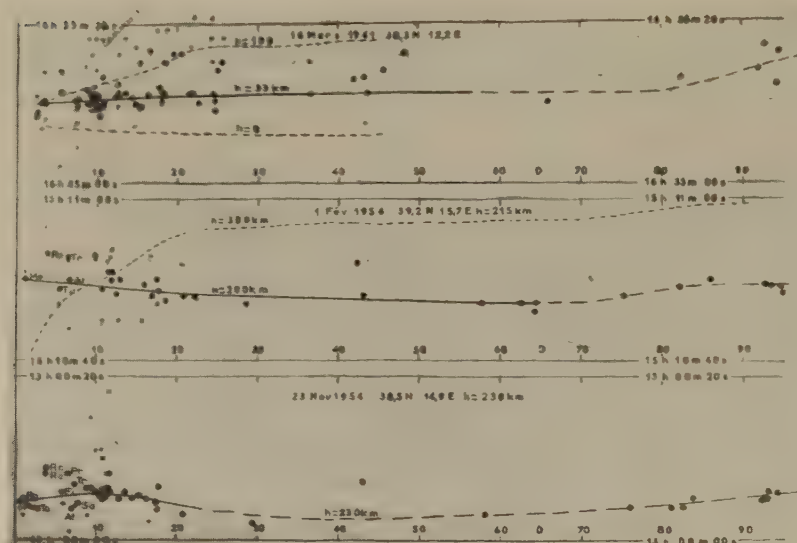


Fig. 2 – Heures origines en fonction de la distance épicentrale.
Point: onde P; Cercle: onde S.

observée de façon absolue s'il existe pour certaines régions des anomalies dans les vitesses de propagation. D'après la forme des hodochrones il est possible de déterminer à l'avance quels seront les intervalles de distances favorables à la détermination des coordonnées épicentrales (φ, λ) et lesquels seront favorables à la détermination de l'inconnue h (*). Dans le tableau ci-dessous j'ai donné quelques valeurs de $\frac{\partial t}{\partial \Delta}$ et $\frac{\partial t}{\partial h}$ pour les profondeurs $h = 200$ et $h = 600$ km, t étant le temps de propagation

(*) Girlanda a esprimé sous une forme differente une partie de ces idées [15].

de l'onde P, D et Δ sont les distance épicentrales exprimées en degrés et en kilomètres respectivement.

D°		0	5	10	15	20	30	60	90	
$\frac{\partial t}{\partial \Delta}$	sec/km	0,000	0,115	0,115	0,110	0,091	0,078	0,061	0,041	h = 200
		0,000	0,071	0,087	0,087	0,082	0,076	0,059	0,041	h = 600
$\frac{\partial t}{\partial h}$	sec/km	+0,120	+0,018	−0,015	−0,041	−0,078	−0,087	−0,104	−0,111	h = 200
		+0,095	+0,046	+0,026	−0,012	−0,032	−0,046	−0,072	−0,085	h = 600

Une bonne détermination de φ et λ sera obtenue si $\frac{\partial t}{\partial \Delta}$ est grand et $\frac{\partial t}{\partial h}$ petit. On voit que des distances voisines de 10° sont particulièrement favorables. Pour le cas des séismes de la mer Tyrrhénienne il faut utiliser un intervalle de distances de 10 à 20° pour avoir une bonne répartition azimuthale de stations. Afin de pouvoir déterminer h dans de bonnes conditions il faut inversement que $\frac{\partial t}{\partial \Delta}$ soit petit et $\frac{\partial t}{\partial h}$ grand: $\frac{\partial t}{\partial h}$ changeant de signe, il y a intérêt à utiliser des stations à très faibles et à très grandes distances. Le tableau permet aussi de déterminer quelles pourront être les limites d'erreurs probables sur φ, λ et sur h · $\frac{\partial t}{\partial \Delta}$ est au maximum égal à 0,1 sec/km. Si on admet une erreur accidentelle moyenne sur les temps d'arrivée de 1 à 2 secondes, il en résulte que la position de l'épicentre sera en général connue à 10 à 20 kilomètres près. Pour la détermination de h, l'erreur devient deux fois plus faible si on possède à la fois des stations très rapprochées $\left(\frac{\partial t}{\partial h} = +0,1\right)$ et des stations très éloignées $\left(\frac{\partial t}{\partial h} = -0,1\right)$, ce qui est réalisé dans le cas des séismes de la Mer Tyrrhénienne. Les profondeurs pourraient donc être données à 5 ou 10 kilomètres près. Mais comme on le verra, des anomalies de la propagation se sont révélées pour les courtes distances, de sorte qu'il faut seulement compter avec des stations dont la distance est supérieure à 10° environ. L'erreur accidentelle à prévoir sur h devient dans ce cas 10 à 20 kilomètres.

c) La vérification du critère de la constance de l'heure origine quel que soient la distance et l'azimuth de la station considérée, a été faite

uniquement par l'étude de graphiques appropriés. Pratiquement la détermination des coordonnées hypocentrales se fait par approximations successives.

Le graphique de base est obtenu en traçant la courbe $H = f(D)$ des heures origines H calculées pour une profondeur donnée h en fonction de la distance D. Dans certains cas j'ai également établi les graphiques des heures origines en fonction de l'azimuth de la station par rapport à l'épicentre supposé. Toutes les distances, géocentriques, sont obtenues par le calcul. Sur les graphiques originaux une seconde correspond à 5 millimètres. φ, λ et h sont modifiés jusqu'au moment où la courbe expérimentale $H = f(D)$ est aussi voisine que possible d'une droite parallèle à l'axe des distances.

Cette façon de procéder présente l'avantage qu'une erreur sur un temps d'arrivées n'affecte en rien le résultat général, car on utilise l'ensemble des données. Par ailleurs un changement de coordonnées préalablement admises doit être justifié par plusieurs points aberrants, images de stations situées dans des azimuths et si possibles des distances très différents.

Cette méthode permet aussi de mettre en évidence des anomalies de propagation dans certaines régions par la répétition de points aberrants correspondant à la même station pour divers séismes.

3) *Etude de quelques séismes particuliers.*

a) Le séisme du 13 avril 1938 (N° 1).

Demetrescu ([16], [17], p. 43) et Caloi-Giorgi ([18]) ont soumis les temps d'arrivée de cet important séisme à un calcul par les moindres carrés, afin d'en déterminer les coordonnées hypocentrales. Les résultats sont les suivants:

Auteur	φ_N	λ_E	h km	H h m s
Demetrescu	39°,1	15°,3	226	02 45 53
	39°,6	15°,1	312	56
Caloi-Giorgi	39° 22′	15° 10′	304	50
Peterschmitt	39°,3	15°,2	275	48

Les deux résultats de Demetrescu ont été obtenus en utilisant d'une part 13 stations dans l'intervalle de distance de 0,5 à 8° et d'autre part 45 stations dans l'intervalle 0,5 à 20°. Les détails de ce dernier calcul n'ont pas été publiés de sorte qu'il est impossible de trouver la cause d'une heure origine aussi élevée qui conduisait à admettre des anomalies de propagation de —10 secondes pour les stations proches de Trenta, Pompéi, Tarante, Bari et Naples.

Caloi-Giorgi ont appliqué un procédé de calcul sans reproche aux données des stations de distances épicentrales comprises entre 9° et 16°. L'épicentre obtenu est très voisin de celui que j'indique. La différence des profondeurs n'est pas grande. Par ailleurs ces auteurs ont sur la base de 12 intervalles pP-P et 2 intervalles sP-P trouvé le chiffre de 286 kilomètres pour h.

La figure 1 (milieu) donne le graphique $H = f(D)$ qui sert de base à mes déterminations. Ce calcul des valeurs de H a été effectué en supposant $h = 275$ km. En trait plein j'ai tracé la courbe moyenne, passant au mieux par tous les points noirs, images des valeurs de H calculées à partir des heures d'arrivée des ondes P, les cercles correspondant aux ondes S. En tiret j'ai figuré la courbe obtenue si on avait utilisé une profondeur de 325 km pour le calcul. L'heure origine H = 02h45m48s est bien déterminée pour toutes les observations obtenues à des distances de D de 10 à 15° pour lesquelles $\frac{\partial t}{\partial h}$ est très faible et où la dispersion des points est réduite. On voit que la courbe $h = 275$ km est très voisine d'une droite parallèle à l'axe des D. Il n'existe pour ce séisme aucune anomalie des vitesses de propagation. L'anomalie indiquée par Demetrescu doit dès ce premier exemple être réfutée.

Pour l'onde S on remarque surtout des retards entre 10 et 20° de l'ordre de 5 à 6 secondes; tandis que pour des distances de 60 à 80° ces retards sont beaucoup moins importants, de 3 à 0 secondes. Ces retards semblent constituer soit une anomalie de propagation dans la région considérée, soit une erreur systématique des tables de Jeffreys-Bullen, car ils se sont révélés sur tous les autres séismes étudiés.

b) Le séisme du *26 décembre 1952* (N° 2) inaugure une série de séismes récents. Leur magnitude est faible, mais grâce au développement des séismographes électromagnétiques sensibles associés à des installations horaires précises, les temps d'arrivées des ondes sont connues avec une très grande sûreté. Pour ces séismes j'ai porté une attention particulière aux données des stations très proches.

Les coordonnées hypocentrales de ce séisme ont déjà été calculées par Girlanda [19]. J'ai été conduit à adopter des chiffres presque identiques aux siens. Les épicentres diffèrent de 0,1°, les profondeurs sont identiques, une différence de 1,6 seconde sépare les deux heures origines. J'admets les chiffres suivants: $\varphi = 39°,9$ N; $\lambda = 15°,5$ E, $h = 265$ km, $H = 23h55m54s$. Le tracé de la courbe $H = f(D)$ n'est pas très aisé (fig. 1, haut). Néanmoins en raison de la faible dispersion des points aux environs de 10° et entre 60 et 70°, on peut espérer rester dans des limites d'erreurs convenables. Pour les courtes distances la courbe a été tracée par extrapolation. On lit directement les anomalies de propagation suivantes:

Retard: Messine (Me) (2 sec.), Rome (Ro) (1 sec.), Rocca (Rc) (3 sec.);

Avance: Tarante (Ta) (2 sec.).

c) Le séisme du *17 février 1955* (N° 3) est remarquable par la grande valeur de la profondeur hypocentrale, $h = 450$ km. Sur le graphique correspondant (fig. 1, bas) la courbe $H = f(D)$ montre une légère inclinaison. Il se pourrait que la valeur adoptée $h = 450$ km soit un peu trop faible. Mais devant la dispersion des observations aux distances supérieures à 40°, la recherche d'une précision plus grande n'a pas semblé utile. On remarquera que les ondes S sont en accord satisfaisant avec les résultats obtenus uniquement pour les P, les retards observés sont dans l'ensemble moins importants que pour des séismes moins profonds. Les coordonnées hypocentrales admises sont:

$$\varphi = 39°6 \text{ N} , \lambda = 13°1 \text{ E} , h = 450 \text{ km} , H = 19h31m33s.$$

Pour les stations proches on a:

Anomalie nulle : Messine (Me), Reggio (Rg);

Retard (onde P) : Rome (Ro) (4 sec), Palerme (Pa) (4 sec);

Avance (onde P): Tarante (Ta) (2 sec), Trieste (Tr) (2 sec).

d) Girlanda dans son étude du séisme du *23 novembre 1954* (N° 4) à montré clairement qu'un calcul précis par la méthode des moindres carrés pouvait aboutir à des résultats erronés [15]. En utilisant les données de 12 stations dont les distances s'échelonnent entre 9 et 30°, on trouve une profondeur hypocentrale de 287 km $\pm$ 3 km, φ et λ sont connus à 2 et 1' près et H à 0,25 seconde près. Si on effectue une vérification on découvre des anomalies de propagation de — 9 sec. pour les

stations très proches et + 4 à + 5 secondes pour les stations distances de 80 à 90°.

Sur la base de ces résultats, Girlanda a effectué un nouveau calcul en utilisant en plus des stations précédentes les données de 4 stations éloignées. Il se révèle que la nouvelle profondeur obtenue est de 239 km seulement, les autres coordonnées n'ont guère varié.

Les valeurs que j'admets sont très proches de celles obtenues par ce dernier calcul:

φ = 38°33′ N; λ = 15′01′ E; h = 239 km; H = 13h00m05,5s (Girlanda);

φ = 38°5 N; λ = 14°9 E; h = 230 km; H = 13h00m05s (Peterschmitt).

Sur le graphique (fig. 2, bas) on voit qu'il existe un très large intervalle de distance (30-80°) presque dépourvu de données de sorte que la courbe $H = f(D)$ a été tracée en tirets sur une grande partie. Néanmoins au-delà de 80° la dispersion des valeurs est si faible que la profondeur doit être déterminée avec une bonne précision. En ce qui concerne les stations proches on remarquera les écarts suivants:

Concordance: Messine (Me), Reggio (Rg), Florence (Fl);

Retard: Rome (Ro) (3 sec.), Rocca (Rc) (4 sec.), Trieste (Tr) (2 sec.), Prato (Pr) (3 sec.).

Avance: Tarante (Ta) (1 sec.), Athènes (At) (1 sec.), Salò (1 sec.).

D'après les bulletins, 2 inscriptions d'onde *pP* ont été notées: à Hungry Horse ($pP - P = 59$ sec.) et à Nelson ($pP - P = 61$ sec.) ce qui conduit à une profondeur de 245 km en bon accord avec la valeur de 230 km admise.

e) Le séisme du *1er février 1956* (N° 5).

Le graphique (fig. 2, milieu) n'a pas été établi pour la valeur h = 215 km finalement admise, mais pour les deux valeurs rondes $h = 200$ et $h = 300$, mettant ainsi en évidence l'utilisation de la méthode de détermination. On a:

φ = 39°2 N ; λ = 15°7 E ; h = 215 km ; H = 15h10m49s.

Pour les stations proches on a:

Concordance: Messine (Me), Athènes (At), Tunis;

Retard : Rome (Ro) (3 sec.), Trieste (Tr), Pavia, Prato.

A Tananarive on a observé un intervalle $pP - P = 51$ sec. qui correspond à une profondeur de 215 km. 2 intervalles $pP - P$ et une valeur de $sS - S$ donnés par Moscou et Swerdlovsk conduisent à une profondeur moyenne de 230 km.

f) Tandis que pour les séismes précédents il avait été possible de déterminer des profondeurs hypocentrales sur la base de l'hodochrone en bon accord avec celles obtenues à l'aide des ondes réfléchies au voisinage de l'épicentre (pP, sP) pour le séisme du *16 mars 1941* (N° 6), une divergence très nette apparaît. Ce séisme a été étudié par Di Fillipo qui a conclu à une profondeur de 85 km ([21]). Par contre, le graphique (fig. 2, haut) semble conduire à une profondeur voisine de 33 km (base

Tableau III.

Séismes profonds de la mer Tyrrhénienne et des régions limitrophes

Date	Heure h m s	φ_N	λ_E	h km	Précision d°	Origine	Remarques
5.4.1911	15 28,2	40	15 1/2	200±	?	Gut.	M = 5 1/4 (Gut)
7.7.1915	16 42,8	39	15	250–300	0,5	Pet.	M = 6 (Gut)
17.8.1926	01 42,9	39	14 3/4	100	0,5?	Gut.	M = 5 3/4 (Gut)
7.3.1928	10 55,2	38,5	16,0	100	0,2	Pet.	M 6 (Gut) ([20])
17.10.1937	09 59 09	39,3	15,2	300	0,2	Pet.	
13.4.1938	02 45 48	39,3	15,2	275	0,2	Pet.	M = 6 3/4 (Gut)
16.3.1941	16 35,2	38,3	12,2	?	0,3	Pet.	M = 6 1/2 (Gut)
16.3.1941	18 48,5	38,3	12,2	?	0,3	Pet.	M = 5 3/4 (Gut)
17.9.1943	03 39,3	39 1/2	15 1/4	270±	0,3	Pet.	M = 5 1/2 (Gut)
31.7.1947	07 54 52	39 1/4	15 1/4	290±	0,3	Gut.	M = 5 1/2± (Gut)
1.9.1947	22 18 54	39 1/4	15 1/4	250±	0,3	Gut.	M = 5 1/2± (Gut)
10.9.1952	04 17 03	39,0	15,0	200–250	0,2	Pet.	M = 5 1/4 (Pet)
26.12.1952	23 55 55	39,8	15,6	265	0,1	Pet.	M = 5 3/4 (Pet)
30.7.1953	11 53,0	39,5	17	100–200	0,5	Pet.	M = (5) (Pet)
23.11.1954	13 00 04	38,5	14,9	230	0,2	Pet.	M = 5 3/4 (Pet)
17.2.1955	19 31 33	39,6	13,1	450	0,2	Pet.	M = 5 1/4 (Pet)
1.2.1956	15 10 49	39,2	15,75	215	0,2	Pet.	M = 6 1/4 (Pet)

de la surface de Mohorovičić). J'ai examiné le problème sous divers angles. Les résultats sont contradictoires. Je pense que la profondeur de ce séisme est supérieure à la normale sans cependant atteindre le chiffre de 85 km.

4) *Résultats généraux des séismes profonds.*

J'ai donné les caractéristiques des six séismes pour lesquels la précision des données justifiait une étude détaillée. Tous les séismes profonds originaires de la région étudiée ont été revus. Le tableau III résume l'ensemble des résultats.

5) *La carte séismique et son interprétation.*

La Mer Tyrrhénienne est une fosse de plus de 3000 mètres de profondeur placée à l'intérieur d'un arc montagneux faisant partie du plissement alpin. On sait que ce plissement s'étend des Alpes proprement dites à la Cordillère Bétique en englobant les Appennins, la Sicile et l'Atlas. L'ensemble du plissement constitue une zone de grande séismicité.

Un volcanisme actif ou récent est présent dans la région tyrrhénienne: il suffira de citer les volcans de la baie de Naples (Vésuve, Ischia), ceux des Iles Lipari (Stromboli, Vulcano) et l'Etna. On en trouvera la liste complète dans: « Seismicity of the Earth » de Gutenberg et Richter. Ils ont été représentés par des points sur la carte séismique (fig. 3).

Sur cette même carte, j'ai également répété les résultats essentiels des mesures gravimétriques effectuées tant sur mer, que sur terre. Un certain nombre de cartes ont été publiées ([22],[23],[24],[25],[26]). Les courbes d'anomalies isostatiques tracées (de 30 en 30 mgals) correspondent à la réduction effectuée dans le système de Wening-Meinesz par Coster (épaisseur de la croute: 30 km, profondeur de la surface de compensation 116,2 km). Pour la Sicile j'ai corrigé la carte de Coster, tracée avec des données insuffisantes, en m'appuyant sur celle de Morelli ([23]). Les caractères principaux indépendants de l'hypothèse adoptée dans le calcul de réduction sont les suivants: grande anomalie positive sur la Mer Tyrrhénienne (60-100 mgals) allongée en direction NW-SE, anomalie négative à l'extérieur de l'arc montagneux (Golfe de Tarante et Mer Ionienne). Sur le centre de la Sicile on trouve une profonde anomalie négative (— 90), tandis que la pointe SE est soumise à un excédent d'une cen-

taine de milligals. L'Etna ne donne lieu à aucune anomalie, montrant ainsi son caractère très superficiel.

Les épicentres reportés sur la carte correspondent aux données des tableaux I, II et III. La grandeur du signe donne une indication sur l'importance du séisme. Les triangles non remplis correspondent à des séismes profonds déterminés avec une faible précision.

a) Les séismes normaux.

L'étude des séismes normaux a été uniquement entreprise afin de faciliter celle des séismes profonds. Aussi la carte des épicentres à foyers normaux n'est-elle pas complète, il manque un grand nombre de petits séismes antérieurs à 1910. Dans le but de me limiter à l'essentiel pour les séismes normaux j'éliminerai un certain nombre de séismes qui n'interviennent pas dans la discussion générale.

Il est inutile de tenir compte des séismes très superficiels et liés de façon certaine à l'activité volcanique: ce sont les séismes d'Ischia (1883) et quelques autres liés à l'Etna. Un certain nombre de séismes ont leur foyer dans la Mer Tyrrhénienne à une cinquantaine de kilomètres de la côte SW de l'Italie. Il s'agit là en général de tremblements faibles dont les épicentres sont mal connus (à 50 kilomètres près).

Après ces éliminations il reste deux régions séismiques actives: l'une comprend le Nord de la Sicile, la Calabre et la partie Sud de la province de Basilicate, l'autre intéresse l'Italie située au nord du 41e parallèle. La première région constitue un arc séismique très bien défini sur lequel s'alignent les épicentres d'un grand nombre de séismes souvent très importants. Cet arc débute au Nord par l'épicentre du séisme du 16 décembre 1857 (40°3 N, 16°0 E), suit la chaîne montagneuse de Calabre, franchit le détroit de Messine et se poursuit dans la partie Nord de la Sicile jusque vers Palerme avec toutefois dans cette dernière région une activité beaucoup moins prononcée, de sorte que l'on peut être tenté à arrêter la partie très active au foyer du tremblement de terre le plus violent de toute la zone, celui de Messine du 28 décembre 1908 (magnitude 7 1/2).

Cet arc séismique, large en général de 20 à 30 kilomètres, est un peu moins bien défini aux environs de 39° N. On trouve des épicentres dans la mer Ionienne; celui du 2 février 1932 en particulier (39°0 N, 17°5 E) (classe *d* de Gutenberg). Plus à l'est de ce foyer, la mer Ionienne constitue une zone aséismique sur une largeur de près de 200 kilomètres. Avec les Iles Ioniennes on aborde une nouvelle région séismique complètement indépendante de celle étudiée ici.

Si dans cette partie Sud on peut parler d'un arc, il n'en est pas de même de la deuxième région séismique, celle qui comprenant les foyers situés au Nord du 41e parallèle. On remarque que les épicentres se répartissent de la côte W à la côte E de l'Italie. Le plus important séisme est celui du 23 juillet 1930 (41°1 N, 15°4 E, Magn. 6 1/2). On a par ailleurs l'impression qu'il y a une césure entre l'arc Sud et la zone Nord, car il existe une distance voisine de 100 km sans foyer important connu.

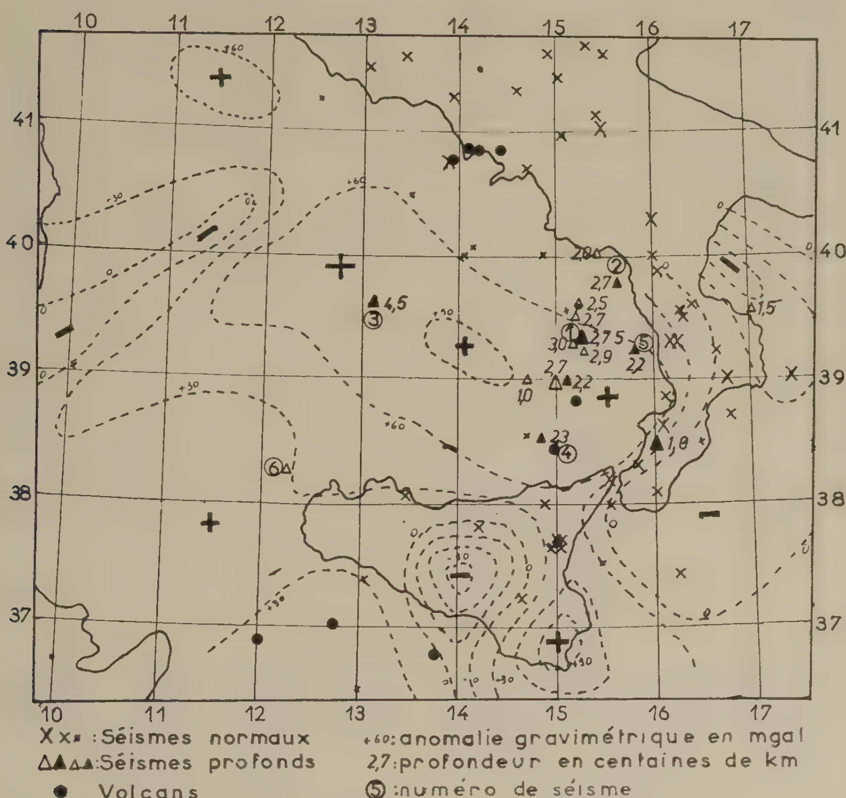


Fig. 3 – Séismes, anomalies gravimétriques et volcans liés à l'arc séismique calabrais.

Je considère que la partie active qui doit être mise en relation avec les séismes profonds étudiés plus bas est l'arc séismique de Calabre et de Sicile, arc que j'appellerai dorénavant *arc calabrais*, indiquant ainsi que la partie principale s'étend sur la Calabre et supposant de façon implicite que cet arc peut se prolonger en Sicile jusque vers Palerme.

Quelques autres foyers sont situés au voisinage de l'arc calabrais, mais semblent constituer des exceptions. Celui du 4 août 1945 (37°2 N, 16°4 E), celui du 23 avril 1895 (37°2 N, 14°7 E) et celui du 27 janvier 1939 (38°5 N, 14°7 E) dans la Mer Tyrrhénienne.

b) Si l'on considère le tableau III, on voit immédiatement que les séismes profonds se répartissent en 3 catégories: un grand nombre de séismes parmi lesquels h est compris entre 200 et 300 km, celui du 17 février 1955 $h = 450$ km et quelques tremblements de terre dont la profondeur est voisine de 100 km.

Sur les 17 séismes profonds connus intéressant la région de la Mer Tyrrhénienne, 11 ont leur foyer compris entre 200 et 300 kilomètres de profondeur. Si l'on consulte la carte, il apparaît immédiatement que les 11 épicentres se rangent avec une dispersion très faible (sauf pour un épicentre) le long d'une bande rectiligne orientée NNE-SSW passant par le Stromboli. Cette bande prolongée coincide avec la zone d'anomalie gravimétrique nulle située entre les anomalies positives et négatives de la Sicile. On pourrait être tenté de voir une relation de cause à effet. Si on étudie de plus près la répartition des profondeurs, il apparait que les valeurs les plus élevées de h se trouvent réunies près du centre (270 à 300 km) de cette bande, tandis que sur les extrémités les profondeurs sont en général plus faibles (220 km) et au lieu de ne voir qu'une bande rectiligne on doit penser à un arc séismique profond correspondant exactement à l'arc calabrais pour les séismes normaux. Cette deuxième hypothèse sera retenue et justifiée ultérieurement.

L'épicentre du séisme du 17 février 1955 ($h = 450$ km) est situé dans une région où, jusqu'à présent, aucun autre foyer n'était connu. Sa position est particulièrement remarquable. En effet il se place à peu près au centre de la Mer Tyrrhénienne à 160 km de Naples, à 260 km de Messine et 170 km de Palerme. Par ailleurs il est situé exactement sur l'axe NW-SE de la large anomalie gravimétrique positive.

A part le séisme d'ailleurs mal déterminé du 17 août 1926, les épicentres de séismes profonds de 100 km environ sont situés dans la région des séismes normaux. Le séisme du 16 mars 1941 dont la détermination de h soulève des difficultés ne fait pas exception à la règle.

c) Interprétation de la carte séismique.

Si on réunit l'ensemble des faits décrits dans les paragraphes précédents, on est immédiatement amené à rapprocher la séismicité de la région tyrrhénienne de celle existant parmi les arcs séismiques circum-pacifiques.

Il est possible d'apporter encore quelques précisions en effectuant une coupe verticale et en considérant la position relative des terres et des mers, des anomalies gravimétriques et des hypocentres. La fig. 4 condense l'ensemble de ces données. Il s'agit en traits pleins d'une coupe gravimétrique, topographique et séismique orientée NW-SE passant par l'épicentre du séisme du 17 février 1955 et par le Stromboli; les tirets correspondent à une coupe de l'arc circumpacifique située à la hauteur de Yeso (d'aprés Gutenberg et Richter). Enfin la droite en pointillé correspond à la position moyenne des hypocentres dans le cas d'un arc tel que celui des Tonga. Dans le tableau ci-dessous on trouvera un parallèle entre les différents caractères propres à un arc circumpacifique moyen et ceux existant pour l'arc de la Mer Tyrrhénienne.

	Arc circumpacifique	Arc de la mer Tyrrhénienne
A	Fosse océanique ou avant-fosse (Pacifique)	Mer Ionienne
B	Séismes superficiels Anomalies négatives de g	Quelques séismes normaux Anomalie négative
C	Séismes à 60 km de profondeur souvent très forts Anomalie positive de g	Zone des séismes importants Anomalie nulle. Principale zone montagneuse (Calabre)
D	Principale zone montagneuse de l'arc. Volcans actifs Séismes à $h = 100 \pm$ km Anomalie de g diminue (Yeso)	Volcans actifs (Stromboli) Anomalie croît lentement
E	Deuxième arc montagneux. Volcans éteints Séismes à 200-300 km	Séismes à 200-300 km
F	Séismes à h = 300-700 km (Mer d'Okhotsk)	Séisme à 450 km Anomalie décroît

Gutenberg et Richter précisent que les caractères A à F constituent une synthèse pour l'ensemble des arcs circumpacifiques. Pour un arc isolé un ou plusieurs des caractères peut faire défaut ou bien être décalé

dans l'espace. De cette comparaison on peut conclure que l'arc séismique de la Mer Tyrrhénienne présente en première approximation les caractères principaux d'un arc circumpacifique. Il est même possible de donner une précision supplémentaire. Benioff a montré que la position des hypocentres variait suivant les arcs circumpacifiques ([27]). Deux cas extrêmes se présentent: dans l'Amérique du Sud les hypocentres s'alignent au

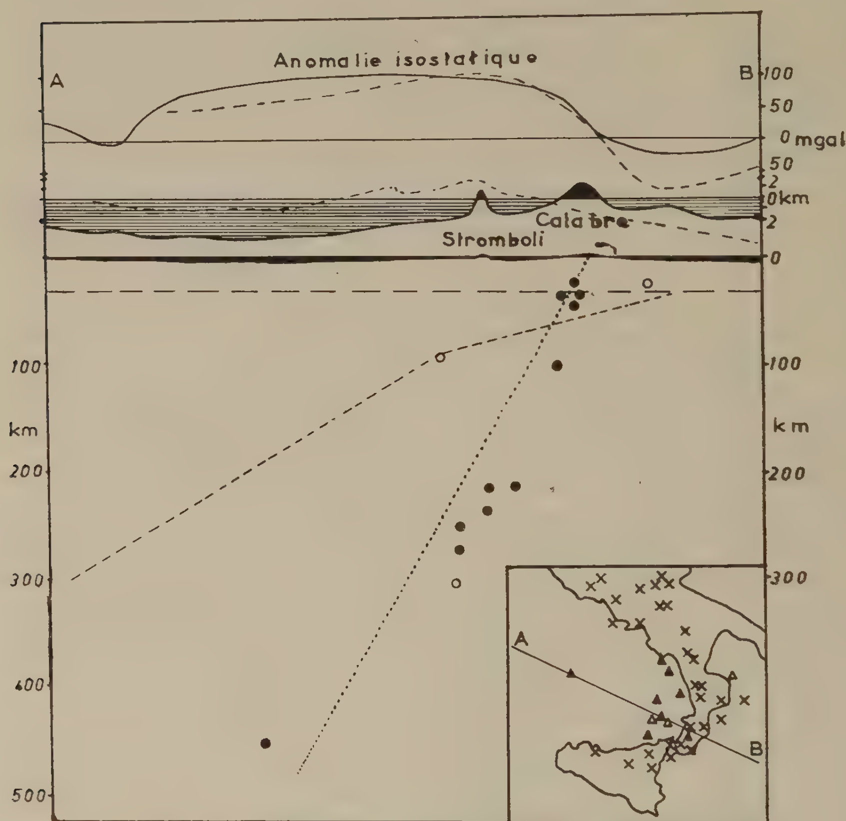


Fig. 4 – Coupe NW-SE de l'arc séismique calabrais.

voisinage de deux surfaces. Entre la profondeur de 0 à 300 km la surface fait un angle de 30° avec l'horizontale, à 300 km il y a un changement brusque, la surface faisant alors un angle de 60° avec l'horizontale (pour h variant de 300 à 700 km). Il s'agit dans ce cas de l'arc à caractère continental. Dans le cas de la coupe à travers Yeso, la répartition est très voisine, l'arc est à caractère marginal. Au contraire pour un arc tel

que celui des Tonga, les foyers s'alignent de 0 à 700 km de profonderu près d'une seule surface faisant un angle de 60° avec l'horizontale. Il s'agit d'un arc oceanique. Sur la figure 4 la ligne en tirets correspond à la partie supérieure de la surface d'un arc continental (l'inclinaison encore inférieure à 30° dans la première branche a été tracée d'après l'interprétation de J. Coulomb ([28], [29]). Par contre la ligne pointillée correspond à la trace de la surface liée à un arc oceanique. Sans même avoir connaissance du séisme à 450 km de profondeur, on serait obligé de rapprocher l'arc séismique de la Mer Tyrrhénienne d'un arc circum-pacifique à caractère océanique. Ce rapprochement est d'autant plus justifié que le profil correspondant à la figure 4 est un profil sur lequel l'inclinaison de la surface est minimum. Si on effectuait par exemple un profil WE passant par l'épicentre du séisme du 17 février 1955, l'inclinaison de la trace de la surface serait supérieure à 60°.

Si l'on considère les positions relatives de l'arc calabrais, de l'arc des séismes profonds et du foyer à 450 km, on peut conclure que la surface, lieu approximatif des foyers, a probablement la forme générale d'un cône: le sommet C pouvant se trouver aux environs de 700 km de profondeur vers 40° N, 12° E, la base étant constituée par l'arc calabrais des séismes normaux. Cet arc peut ainsi être considéré comme faisant partie de la *surface séismique calabraise.*

La notion de cette surface permet de justifier à posteriori l'hypothèse faite plus haut au sujet des séismes de profondeurs comprises entre 200 et 300 km; il s'agit d'un arc en profondeur, l'alignement des épicentres suivant une bande rectiligne ne devant pas être interprété en dehors des autres données géophysiques.

J'ai établi un montage dans l'espace reproduisant à l'échelle les positions des divers hypocentres et de la surface séismique calabraise. Les figures 5a et 5b correspondent à des vues d'en haut et d'en bas de ce montage. Chaque foyer séismique a été représenté par une petite boule, tandis que 6 génératrices indiquent la position du cône, lieu moyen des foyers. Bien entendu il serait possible d'envisager une surface différente d'un cône, une surface cylindrique en particulier. Il ne faut voir dans le cône qu'un essai de schématisation correspondant à une approximation assez grossière: les hypocentres entre 200 et 300 km sont pour la plupart situées du côté convexe du cône, tandis que le foyer à 450 km se situe dans la partie concave (fait visible sur la figure 4).

Les 4 lignes en pointillé issues de ce dernier foyer correspondent à peu près aux trajectoires des ondes P et S jusqu'aux 4 stations de Tarante, Rome, Messine et Palerme (figure 5a de gauche à droite).

Un seul phénomène ne peut trouver place dans le cadre de cette interprétation générale: c'est l'existence des deux anomalies gravimétriques positives et négatives de Sicile. Morelli et Medi pensent que l'anomalie négative correspond à un synclinal profond, tandis que l'anomalie positive est due à la montée des roches denses près et au-dessus de la surface du sol. Il s'agirait ainsi d'une anomalie locale, mais qui aurait dû disparaître dans le calcul de l'anomalie isostatique.

Sur la figure 4 j'ai représenté la trace de la surface de Mohorovičić par une droite parallèle à la surface du sol. Ceci correspond bien entendu à une schématisation très grande. Il est très probable que le parallélisme n'existe pas même de façon approchée.

6) *Les anomalies de propagation pour les stations proches.*

L'étude de quatre séismes récents a permis de montrer que l'onde P arrive en quelques stations proches avec des anomalies pouvant atteindre 4 secondes, chiffre très supérieur à l'erreur accidentelle à craindre. Il est intéressant de rechercher la distribution de ces anomalies en relation avec le trajet parcouru.

L'hypothèse d'une surface S au voisinage de laquelle se placent les hypocentres, hypothèse faite par rapprochement avec la constitution des arcs circumpacifiques, va recevoir une confirmation importante. En effet, on constate que les anomalies de propagation se répartissent en 3 catégories selon le chemin parcouru:

Chemin A: trajectoire située entre la surface S et la Mer Tyrhénienne; à ce chemin correspondent des retards dans la propagation.

Chemin B: trajectoire située entre la surface S et l'Italie méridionale (Tarente). Il lui correspond une propagation normale ou légèrement en avance.

Chemin C: trajectoire située entre la surface et Messine ou Reggio: propagation normale.

En d'autres termes, le chemin A (retard) correspond à une trajectoire située dans la partie concave de la surface (à l'intérieur de l'arc), tandis que les chemins B et C correspondent à des trajectoires dans la partie convexe de la surface. Le tableau IV condense toutes les anomalies de propagation (retard + et avance — en secondes) et indique le chemin parcouru; les numéros des séismes renvoient à la carte séismique, figure 3.

Tableau IV.

ANOMALIES DE PROPAGATION

	Rome Rocca	Tarente	Messine Reggio	Palerme	No du séisme
26. XII. 52 h = 265	+ 2 A	— 2 B	+ 2 A	—	2
1. II. 56 h = 215	+ 3 A	—	0 C	—	5
23. XI. 54 h = 230	+ 3 A	0 AB	0 C	—	4
17. II. 55 h = 450	+ 4 A	— 2 B	0 C	+ 4 A	3

Pour les trajectoires Rome, Rocca-hypocentre, aucune difficulté ne se présente. Il se pourrait que le retard diminue quand le plan de la trajectoire se rapproche de la côte de l'Italie. Ce fait peut être rapproché de la distinction entre chemins B et C, le chemin B correspondant principalement à un trajet sous l'Italie se révélant par une avance dans les observations de Tarente. Une objection peut être soulevée en ce qui concerne les trajectoires hypocentre-Messine, Reggio. Si vraiment il existe une surface de séparation sur laquelle se placent les foyers, il semble à première vue que Messine et Reggio devraient être atteintes par des chemins A. En réalité, si on considère la courbure de la trajectoire, on se rend compte que les trajets correspondent presque entièrement à des chemins C. Le cas du séisme 1 est particulièrement significatif à cet égard. C'est le seul pour lequel le chemin Hypocentre-Messine doit être du type A: il lui correspond un retard de 2 secondes.

Le retard de 4 secondes observé à Palerme pour le séisme 4, permet de donner une précision pour l'extension de la surface *S*. En effet, si la surface s'étend jusque vers Palerme, ce qui implique une extension identique de l'arc calabrais, Palerme de façon analogue à Messine et Reggio devrait être atteint par des trajets de type C, alors que le retard de 4 secondes indique un trajet A. Il semble donc que les réserves faites

sur l'étendue de l'arc calabrais soient justifiées: il est probable que l'arc calabrais ne s'étend pas beaucoup au-delà du détroit de Messine. Les lignes en pointillé de la figure 5 correspondent à la position des trajectoires principales des ondes P de ce séisme.

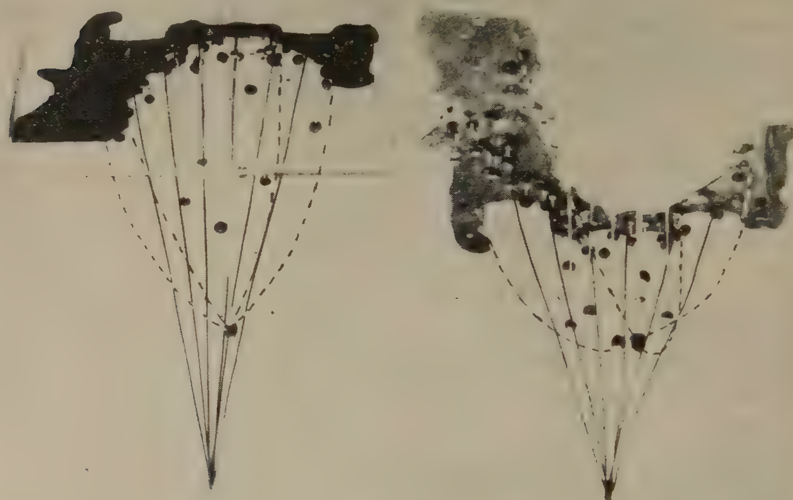


Fig. 5.

a) Vue par en haut. *b*) Vue par en bas.

Hypocentres: boules.
Surface séismique calabraise: lignes continues noires.
Trajectoires du 17.2.55: arcs pointillés.

Je n'ai pas tenu compte, jusqu'à présent, des résultats fournis par le séisme du 13 avril 1938, la précision des données des stations proches semblant peu sûre. J'ai indiqué qu'aucune anomalie de propagation n'était visible pour ce séisme. Il apparaît que ce fait est parfaitement normal: pour les stations de Bari, Tarente, Trento, les trajectoires sont de type C et pour Naples et Pompéi il en est probablement de même.

La *Surface séismique calabraise S* qui jusqu'à présent était simplement définie comme une surface au voisinage de laquelle étaient situés les foyers séismiques, prend de façon plus précise le rôle de surface de

discontinuité qu'il s'agisse d'une véritable faille dans le sens de Benioff [27] ou bien de la surface de glissement des déformations plastiques dans le sens de Coulomb [28, 29].

J'ai interprété géographiquement les anomalies de propagation. Il faut essayer de se rendre compte si, physiquement, de telles anomalies sont vraisemblables d'abord, explicables ensuite. La plus forte anomalie correspond au retard de Rome pour le séisme du 17 février 1955, soit 4 secondes. Si en première approximation on suppose une trajectoire rectiligne, la longueur du trajet est de 510 km. Il lui correspond d'après les tables de Jeffreys une durée de trajet de 63 secondes, soit une vitesse moyenne de 8,1 km/sec. Pour obtenir un retard de 4 secondes, il faut que la vitesse prenne une valeur moyenne de 7,6 km/sec. Pour les séismes de profondeurs comprises entre 200 et 300 km, le résultat est à peu près identique.

L'hypothèse de l'asténosphère, a été émise depuis longtemps principalement afin d'expliquer les très faibles intensités. des ondes P et S à des distances épicentrales comprises entre 8 et 16°. Récemment Gutenberg a pu donner des précisions sur la distribution des vitesses suivant la profondeur jusqu'à 600 km [12]. La vitesse des ondes P qui est de 8,0 à la base de la Surface de Mohorovičić décroîtrait jusqu'à la valeur 7,9 vers 100 km de profondeur, puis croîtrait régulièrement ($V = 8,0$ à 190 km, $V = 8,5$ à 300 km). Le chiffre moyen de 7,6 calculé pour la Mer Tyrrhénienne semble possible. Il se pourrait qu'en cette région la décroissance de vitesse soit plus importante et qu'elle intéresse une épaisseur supérieure à 100 km. Les résultats numériques sont encore trop peu nombreux pour qu'il soit possible de tirer des conclusions plus précises.

J'ai été amené à réfuter les anomalies de propagation indiquées par Demetrescu et à en proposer d'autres. Il faut se demander où est la vérité.

Un argument de caractère peut-être plus subjectif qu'objectif, peut être avancé en faveur des chiffres que j'indique: les résultats de Demetrescu conduisent à admettre des vitesses de propagation moyennes de 10 km/sec., soit une augmentation de l'ordre de 25% par rapport à la vitesse de 8,0, moyenne des chiffres admis par Jeffreys et Gutenberg dans l'intervalle de profondeurs considérées. Les chiffres que j'indique nécessitent seulement une diminution de vitesse de 10%, variation qui semble plus *vraisemblable.*

Par contre, les valeurs de Demetrescu ont été en partie confirmées par les calculs de Caloi et Giorgi. Girlanda, dans son étude du séisme du 23 novembre 1954 (voir plus haut page 12) retrouve également

des valeurs analogues quand il utilise, de même que ses prédécesseurs, des stations à distance maximum de 30°. Ces déterminations ont deux points importants communs:

a) dans le calcul, les stations éloignées et rapprochées (sauf par Demetrescu) ne sont pas utilisées;

b) il y a prépondérance de stations situées approximativement au NW du foyer (stations du Nord de l'Italie, de la Suisse, de l'Allemagne, et de la France).

Mais aussitôt que Girlanda utilise également des stations éloignées, ses résultats sont voisins des miens. Sans cette condition, cependant, nos résultats sont d'accord pour le séisme du 26 décembre 1952. Il n'y a pas contradiction entre ces deux faits.

En effet, les foyers des deux séismes de 1938 et 1954 (voir figure 3, séismes 1 et 4) sont placés dans les parties centrale et méridionale de l'arc séismique profond. Toutes les trajectoires situées dans le secteur NW sont affectées par des retards de propagation dont l'importance diminue avec la distance. Il est probable que les stations suisses, par exemple, accusent encore des retards de l'ordre de la demi-seconde. Cette diminution du retard avec la distance conduit automatiquement à une valeur de *h* trop grande. Pour le séisme de 1952 (N° 2), ce fait n'apparaît pas, car son foyer est situé à l'extrémité septentrionale de l'arc au voisinage immédiat de la côte italienne; les trajectoires NW ne sont pas situées dans la région à vitesse faible: le calcul devait nécessairement aboutir à des chiffres beaucoup plus voisins des miens.

Il ne fait aucun doute pour moi qu'un nouveau calcul par la méthode de Caloi de l'hypocentre du séisme de 1938 en utilisant également les stations éloignées, conduirait à des valeurs concordant dans les limites d'erreurs avec celles indiquées plus haut. Tout autre calcul fait sur la base des observations tant rapprochées qu'éloignées, confirmerait les chiffres admis ici.

Pour conclure, un retour en arrière s'impose: en effet, les coordonnées hypocentrales indiquées ici doivent être faussées par les anomalies de propagation constatées au voisinage des foyers profonds. La répartition azimuthale des stations est assez bonne pour éviter des erreurs sur la position de l'épicentre, par contre les profondeurs hypocentrales doivent être affectées notablement. Je ne pense pas qu'il y ait des erreurs absolues supérieures à une cinquantaine de kilomètres.

On peut espérer que les valeurs relatives des profondeurs entre elles ne sont pas affectées trop fortement de sorte que les résultats généraux de cette étude doivent être proches de la vérité.

J'ai signalé plus haut qu'une anomalie de propagation existe peut-être à Tolède pour le séisme du 29 mars 1954. On aurait donc déjà deux régions où des anomalies locales de propagation sont liées à l'existence de séismes profonds. Il est probable qu'il en est de même dans d'autres régions du globe.

RÉSUMÉ

La Mer Tyrrhénienne a été le siège dans les quatre dernières années de plusieurs petits séismes profonds, parmi lesquels le séisme du 17 février 1955 joue un rôle très important en raison de sa profondeur élevée: h = 450 km. L'ensemble des séismes originaires de la Mer Tyrrhénienne et des régions limitrophes a été révisé. On peut distinguer:

1) *Les séismes normaux. Ils se classent en deux régions:*

a) *la région située au Nord du 41ᵉ parallèle. Les épicentres des grands séismes se répartissent entre les côtes Tyrrhénienne et Adriatique.*

b) *les séismes originaires du Sud de la province de Basilicate, de la Calabre et du Nord de la Sicile constituent un* arc séismique *très bien défini appelé* arc calabrais. *Cet arc limité au Nord par l'épicentre du séisme du 16.12.1857 (40°3 N, 16°0 E) ne paraît guère se poursuivre au Sud au-delà du foyer de la catastrophe de Messine de 1908. L'activité séismique dans la Mer Ionienne au large de la Calabre est réduite par rapport à celle observée au voisinage immédiat de l'arc Calabrais.*

2) *Les séismes profonds. On distingue essentiellement trois classes de séismes:*

a) *les séismes pour lesquels la profondeur est comprise entre 200 et 300 km. Ils forment la partie la plus importante en nombre et en énergie libérée. Ils se rangent en profondeur suivant un arc analogue à l'arc calabrais.*

b) *dans une région complètement aséismique se trouve le foyer du séisme du 17 février 1955 (39°6 N, 13°1 E, h = 450 km).*

c) *quelques séismes à profondeur voisine de 100 km se répartissent sans loi visible.*

Si on associe cette répartition aux autres éléments géographiques, gravimétriques, volcanologiques, on peut conclure que la séismicité de la Mer Tyrrhénienne et de ses environs peut ître rapprochée de celle d'un arc circumpacifique à caractère océanique tel que celui des Tonga. Les foyers se répartissent au voisinage d'une surface S conique dont le sommet pourrait être situé vers 40° N, 12° E, à 700 km de profondeur et dont la base serait constituée par l'arc calabrais des séismes normaux. L'inclinaison de la surface S avec l'horizontale est généralement supérieure à 60°.

Il a été possible de mettre en évidence des variations de vitesse de propagation pour les stations proches. Dans la partie concave de S (sous la Mer Tyrrhénienne) les vitesses sont inférieures à la normale, le retard pour les ondes P pouvant, pour un trafet de 500 km, atteindre 4 secondes. A l'extérieur de S les vitesses sont normales et en direction de Tarante elles sont peut être supérieures à la normale. La surface S pourrait être une vraie surface de discontinuité.

SUMMARY

During the last four years many small intermediate and deep shocks occurred in the Tyrrhenian Sea. Amongst these the shock of the 17th February 1955 is very important, being rather a deep one — 450 km —. All the shocks, originated from the Tyrrhenian Sea and from the bordering regions, have been revised.

We can distinguish:

1) *For the shallow shocks, two regions.*

a) *the area situated north of the 41th parallel. The epicentres of the larger shocks are scattered between the Tyrrhenian and the Adriatic coasts.*

b) *the shocks, which occurred in the south of the Basilicatian and Calabrian provinces and in the North of Sicily, form a seismic arc, very well defined, called the Calabrian arc. It is limited in the North by the focus of the shock of the 16th December 1857 (40°3 N, 16°0 E) and does not seem to extend beyond the region where the Messina disaster of 1908 took place. The seismic activity in the Ionian Sea, off the Calabrian coast, is very low comparatively to that of the areas neighbouring the Calabrian Sea.*

2) *For the intermediate and deep shocks, three classes.*

a) *Shocks at depth of 200-300 km. These are the most numerous and the most important ones. At different depths they form arcs which are similar to the Calabrian belt of shallow shocks.*

b) *The shock of the 17th February 1955 (39°6 N, 13°1 E, h* = 450 km) *originates from a completely aseismic zone.*

c) *Some shocks at depth of about 100 km are scattered about without any obvious law.*

If we associate this distribution to the geographical, gravimetrical and volcanological data, we are allowed to conclude, that the seismicity of the Tyrrhenian Sea can be compared with that of a circum. Pacific belt with oceanic character, like that of the Tonga Islands. The foci are distributed near a surface, the apex of which can be located approximatively at 40° N, 12° E at a depth of 700 km and the base of which is formed by the Calabrian arc of shallow shocks. The dip of the surface S is generally superior to 60°.

It has been possible to point out some anomalies for the wave velocities as they result from the records of the Italien stations. In the interior of the concave surface, beneath the Tyrrhenian Sea, the velocities are lower than usual. For a distance of about 500 km the P waves are generally 4 seconds late. On the other side of S there are normal velocities and towards Taranto they are higher than usual.

The surface S may be an actual discontinuity layer.

BIBLIOGRAPHIE

(1) Gutenberg B. and Richter C. F., *Deep focus Earthquakes in the Mediterranean Region.* Geof. pura e appl., Vol. XII pp. 130-133, 1948.

(2) Baratta M., *I Terremoti d'Italia,* 1901.

(3) Cavasino A., *I Terremoti d'Italia nel trentacinquennio 1899-1933,* Roma 1935.

(4) Caloi P., *Attività Sismica in Italia nel decennio 1930-1939.* Firenze 1942.

(5) Morelli C., *Necessità di un maggiore contributo dei servizi sismici nazionali alle determinazioni dell'International Seismological Summary.* Boll. Soc. Seism. Ital., Vol. XLI, 1943-1948.

(6) Gutenberg B. and Richter C. F., *Seismicity of the Earth.* Princeton 1954.

(7) Dalmasso F., *Sul Terremoto delle Isole Eolie del 27 Gennaio 1935.* Geof. pura e appl., Vol. I, pp. 80-98, 1939.

(8) — *Sul Terremoto palermitano del 15 Gennaio 1940.* Geof. pura e appl. Vol. II, pp. 42-55, 1940.

(9) Valle P. E., *Contributo allo Studio delle caratteristiche sismiche del Mediterraneo centro-orientale.* Ann. di Geofisica I, n. 2, pp. 266-278, 1948.

(10) Jeffreys H., *The Times of P up to 30°.* M.N.R.A.S., Geoph. Suppl., Vol. VI, pp. 348-364, 1952.

(11) Lehman I., *The velocity of P and S waves in the upper part of the Earth's mantle.* Bur. Centr. Seism. Trav. Scien. 19, sous presse.

(12) GUTENBERG B., *Wave velocities at Depths between 50 and 600 kilometers.* Bull. Seism. Soc. Am., Vol. 43, n. 3, pp. 223-232, 1953.
(13) — *Low velocity layers in the Earth's mantle.* Bull. Geol. Soc. Am., Vol. 65, pp. 337-348, 1954.
(14) — *Epicenter and Origin Time of the main shock on July 21 and travel times of major phases.* Earthquakes in Kern County, California, Part. II, Seismology, pp. 157-163.
(15) GIRLANDA A., *Sul Terremoto profondo delle isole Eolie del 23 novembre 1954.* Annali di Geofisica, Vol. VIII, pp. 439-456, 1955.
(16) DEMETRESCU G., *Sur la détermination des hypocentres par des observations proches.* Bull. Soc. Seism. Ital., Vol. XXXVII, n. 1, 2, pp. 20-32, 1939.
(17) AGAMENNONE G., *Sulla profondità del foco nel terremoto Calabro-Siculo del 13 Aprile 1938.* Boll. Soc. Seism. Ital., Vol. XXXVII, n. 1, 2, pp. 33-51, 1939.
(18) CALOI P. e GIORGI M., *Studio del terremoto delle isole Lipari del 13 Aprile 1938.*Annali di Geofisica, Vol. IV, pp. 9-26, 1951.
(19) GIRLANDA A., *Studio di un movimento sismico originante alla profondità di 265 km.* Rend. Acc. Naz. dei Lincei, serie VIII, Vol. XVIII, 3 (1955).
(20) IMBÓ G., *Il terremoto calabro del 7 marzo 1928.* Boll. Soc. Seism. Ital., Vol. XXIX, n. 1-2, pp. 9-26, 1930.
(21) DI FILIPPO D., *Studio microsismico del terremoto del basso Tirreno del 16 Marzo 1941.* Boll. Soc. Seism. Ital., Vol. XXXIX, n. 3-4, 1941.
(22) COSTER H. P., *The Gravity Field of the Western and Central Mediterranean.*, Batavia 1945.
(23) MORELLI C., *La rete geofisica e geodetica in Italia nel suo stato attuale e nei suoi rapporti con la struttura geologica superficiale e profonda.* Trieste 1946.
(24) HOFMAN B. J., *The Gravity Field of the West Mediterranean area.* Geol. en. Mijnbouw, n. 8, pp. 297-305, 1952.
(25) MEDI E. and MORELLI C., *Rilievo gravimetrico della Sicilia.* Annali di Geofisica, Vol. V, n. 2, pp. 209-246, 1952.
(26) VENING MEINESZ F. A., *Shear Patterns of the Earth's Crust.* Trans. Ann. Geoph. Union, Vol. 28, n. 1, pp. 1-61, 1947.
(27) BENIOFF H., *Orogenesis and deep crustal structure.* Additional Evidence from Seismology, Bull. Geol. Soc. Am., Vol. 65, pp. 385-400, 1954.
(28) COULOMB J., *Séismes profonds et grandes anomalies négatives de la pesanteur peuvent-ils être attribués à une extension plastique?.* Ann. de Géopbisique, Tome I, pp. 244-255, 1944.
(29) — *La constitution physique de la Terre.* Paris 1952.

RICERCHE DI STATISTICA METEOROLOGICA

Ezio Rosini

Per ragioni varie, nell'ambito di alcuni rami della scienza, la statistica non ha goduto di buona stampa nel passato anche recente; particolarmente poco apprezzata è stata la statistica meteorologica e climatologica. Occorre riconoscere che tale atteggiamento era almeno in parte frutto di un preconcetto errato sul significato della statistica, ma che d'altra parte la natura dei lavori di tal genere che venivano alla luce sembrava a volte confermare la giustezza del preconcetto. Il fatto è che una parte degli studiosi di meteorologia avvertiva più di altri, probabilmente per la propria stessa costituzione mentale, l'astrattezza dei metodi fisico-matematici applicati alla grandiosa e al tempo stesso minuta complessità dei fenomeni meteorologici, sentendo dunque maggiormente la necessità di far costante ricorso alla realtà delle osservazioni effettivamente eseguite. Questi stessi studiosi però non hanno avuto la possibilità, e forse un poco il coraggio, di chiedere aiuto e lumi a quelle scienze degli organismi viventi, quali la demografia, l'economia, l'antropometria, le quali tagliate più chiaramente fuori dagli schemi fisico-matematici, troppo limpidi e forse troppo freddi per abbracciare la calda vitalità di quei fenomeni, si erano già basate sulla statistica come metodo di indagine. Insomma la statistica meteorologica è stata per troppo tempo concepita come una semplice ragioneria aziendale: non la statistica aziendale, che è altra cosa, ma la contabilità di fine mese. Ogni decade, o mese, o stagione: temperatura media, massima, minima, pressione media e così via. Ma questo lavoro interessantissimo per gli aspetti pratici, e di cui siamo debitori a studiosi di grande impegno e serietà, non era adatto alla ricerca: non è quindi da meravigliarsi se il suo contributo alle conoscenze fisiche in campo meteorologico è stato assai modesto. Quanto mai, questa contabilità mensile o stagionale doveva servire come punto di riferimento per altre contabilità più vicine all'effettivo svolgersi della vita meteorologica o dei fenomeni in studio, e quelle e queste poi servire da premessa per le indagini statistiche vere e proprie. Come si precisa nei trattati di statistica, vi è come premessa la rilevazione dei dati, la loro raccolta ed il loro conveniente raggruppamento, e poi viene l'esame statistico che metta in luce mediante oppor-

tuni indici le caratteristiche di gruppo, le connessioni interne ed esterne, le probabilità di adattamento a determinate ipotesi e di legamento a determinate cause, i saggi mediante i cosidetti livelli di significatività, e così via.

Adesso tutto ciò comincia ad essere chiaro. Occorre però insistere che se nel passato la statistica meteorologica aveva un aspetto così poco statistico e un contenuto così scarsamente fisico, ciò era anche dovuto a cause obbiettive contro cui cozzava il valore indubbio degli studiosi: non solo i metodi statistici erano ancora poco sviluppati, ma sopratutto ogni indagine richiedeva, anche nella fase preliminare, una tal somma di operazioni di spoglio e di raggruppamento, che era già testimonianza di grande tenacia se si perveniva alla fine della stessa fase preliminare. In Italia il solo Servizio Meteorologico dell'Aeronautica raccoglie in cifra tonda 12 milioni di dati meteorologici all'anno, il Servizio dell'Agricoltura 6 milioni, il Servizio dei Lavori Pubblici oltre 2 milioni. In totale, trascurando tutto il resto, non meno di 20 milioni di dati annuali: che si poteva fare, altro che raggrupparne una piccola parte in medie e frequenze mensili? Eppure, come abbiamo visto, tali raggruppamenti dei singoli elementi ciascuno per sè sulla base di periodi fissi e convenzionali di tempo sono insufficienti per ogni ricerca. Se si tratta di meteorologia aeronautica e generale, ad esempio, occorre introdurre il concetto della individualità ed unità delle perturbazioni, della loro estensione spazio-temporale, della loro classificabilità per addivenire a qualche criterio di raggruppamento organico. L'esame statistico poi rileverà la validità di tali criteri ed i loro eventuali perfezionamenti e modificazioni: con la possibilità quindi, anzi la forte probabilità, di dover riprendere da capo quei tali milioni di dati per raggrupparli e saggiarli in altro modo in base all'esperimento statistico eseguito. Naturalmente degli esami statistici possono eseguirsi anche sui raggruppamenti mensili: però tali esami rivelano di regola la convenienza di altre indagini, di modo che anche su questa base l'esperimento statistico, sempre legato ad una grossa mole di operazioni, va ripetuto più volte.

Se, come altro esempio, si tratta di meteorologia agraria, tutto un altro campo di indagini statistiche si presenta necessario. Non si vede neppure qui la utilità delle solite cartine delle medie e dei totali mensili o decadici riferite alle singole Stazioni. Da una parte ad esempio sarà necessario definire i criteri di individuazione delle zone climatiche agrarie per una più razionale distribuzione delle colture, e questo, a mio parere, dovrà richiedere un laborioso esame comparato dei comportamenti singoli per cominciare, intanto, col definire concretamente cosa si in-

tenda per clima agrario zonale. Tale definizione deve rappresentare un caso particolare del concetto generale di clima, ed in essa sono coinvolti almeno, con eguale essenzialità, tre indici: uno di media, uno di variabilità meteorologica nel tempo, ed uno di tolleranza di variabilità nello spazio entro una zona omogenea. Da un'altra parte, sempre come esempio, sarà necessario rappresentare il tempo verificatosi in modo conforme ad alcuni concetti ormai classici dell'ecologia: ad esempio raggruppando i dati di temperatura e precipitazioni in base ad intervalli di tempo nè fissi nè aprioristici, ma determinati per le singole colture dalle varie fasi effettive del loro sviluppo, dalla semina al raccolto. Ne uscirebbe una rappresentazione del tempo quanto mai viva ed articolata, fonte certamente di ulteriori indagini statistiche e di suggerimenti pratici preziosi.

Questi esempi bastano, credo, a far intendere il concetto di statistica meteorologica che insieme ai miei collaboratori mi son venuto formando: con l'aggiunta, naturalmente, che sulle basi dei raggruppamenti e delle rappresentazioni accennate debbono poi svilupparsi le indagini statistiche con gli strumenti forniti dalla metodologia, complesso di studi ormai altamente perfezionati che gli statistici hanno messo a disposizione di chi voglia servirsene. Ma, come è facile convincersi, questo ramo di studi ha una caratteristica che taglia la strada ad ogni pretesa di lavoro individuale e di facile improvvisazione: per la sua stessa essenza di esperimento e ricerca sulle collettività, la statistica non può essere realizzata senza una complessa e razionale organizzazione. A questa organizzazione, in seno alla Sezione Studi e Climatologia del Servizio Meteorologico dell'Aeronautica, ho dedicato alcuni anni di attività, ed ora, anche per invito dei miei Superiori, ne riferisco qui rapidamente alcuni aspetti.

Essendo il problema ancora insoluto, mi è sembrato indispensabile adottare due criteri fondamentali per poter porre le basi di quelle rappresentazioni ed indagini statistiche che avevamo in animo di realizzare con il passare degli anni: il primo era la centralizzazione totale della documentazione e delle elaborazioni statistiche e climatologiche; il secondo era la meccanizzazione spinta all'estremo limite raggiungibile. La fiducia e l'appoggio dei Superiori diretti ci hanno permesso di superare le non lievi difficoltà di ambiente e di raggiungere ambedue gli obbiettivi: più facilmente il primo della centralizzazione del servizio, dati i suoi aspetti prevalentemente organizzativi, più faticosamente il secondo della meccanizzazione, per i pesanti fardelli finanziari ed amministrativi che comporta per l'Amministrazione.

La centralizzazione e la meccanizzazione, oltre ad aver richiesto innanzi tutto la rielaborazione dei vari registri delle osservazioni con norme standardizzate fin nei più minuti particolari, hanno comportato la costituzione di un reparto specializzato che soddisfa alle esigenze di uniformità e sincronizzazione della statistica modernamente intesa: si ricordi che, come si è sopra detto, affluisce un milione di dati al mese, milione di dati che è ovviamente necessario sistemare e smaltire, con operazioni ed elaborazioni di diverso grado e finezza, in un mese, cioè in 25 giorni lavorativi.

L'aspetto più vistoso è quello della meccanizzazione. In un primo tempo si è tentato di lavorare con le sole macchine calcolatrici, sia pure dei tipi elettrici più perfezionati; ben presto però è apparso necessario l'uso delle macchine appositamente studiate per la statistica, cioè le macchine statistiche a schede perforate, ed ormai da alcuni anni è in funzione un completo gruppo meccanografico del tipo elettrocontabile I.B.M. — Queste macchine, come è noto, elaborano i dati che siano stati preventivamente, con apposite macchine preparatrici, le perforatrici e le verificatrici, tradotti nel linguaggio ad esse accessibile, che è quello dei fori su uno speciale cartoncino: la ascissa del foro dà l'elemento al quale esso si riferisce, l'ordinata ne dà la cifra, il valore. Tutti gli elementi di una osservazione meteorologica sono riportati su una scheda, secondo quell'ordine e quelle modalità che più rispondono al complesso dei problemi che poi si vorranno risolvere. Come esempio si riporta la scheda base per le osservazioni al suolo perforata con i dati di una determinata osservazione (Capo Bellavista, 10 Novembre 1955, ore 06

TMG); per tirare 100 copie di questa scheda la macchina ha impiegato 60 secondi.

Le macchine di elaborazione vera e propria eseguono poi le varie operazioni. La selezionatrice classifica le schede in base al valore di un elemento, cioè fa tabelle di frequenze con la velocità di 27.000 osservazioni esaminate e classificate all'ora. Naturalmente iterando il procedimento si costruiscono alla stessa velocità le tabelle a doppia entrata. La tabulatrice fa i conteggi, le somme contemporanee di tutti gli elementi, parziali e totali, in base a due qualsiasi elementi ordinatori, e stampa i dati di partenza ed i risultati: il tutto alla velocità di 6.000 schede all'ora. La riepilogatrice, collegata elettricamente alla tabulatrice, può perforare una nuova scheda ad ogni risultato, una scheda cioè sulla quale sono riportati meccanicamente e senza perdita di velocità i conteggi e le somme eseguite dalla tabulatrice, in modo da avere schede di sintesi pronte per analisi di 2° grado. A titolo di esempio si mostra uno stralcio della tabulazione stampata direttamente dalla macchina sulle schede riepilogative giornaliere relative alle osservazioni delle Stazioni di 1ª Classe del mese di Maggio u. s.: ogni riga rappresenta il risultato del riepilogo meccanico eseguito dalla riepilogatrice sulle otto osservazioni triorarie di una Stazione; vi sono anche i totali mensili.

Non è il caso di trattare in questa sede i problemi organizzativi, ambientali, di addestramento del personale e finanziari che un gruppo meccanografico di queste dimensioni comporta. Dirò solo che le elaborazioni delle macchine passano poi, a secondo del lavoro cui si riferiscono, ai vari gruppi di lavoro che debbono utilizzarle: alcune semplicemente per ridurle a tabelle o grafici di forme standardizzate, come i prospetti mensili aeroportuali e dei dati in quota a fini aeronautici, internazionali o militari; altre per tornare sotto altra forma alle macchine per una rielaborazione pluriennale, insomma per i lavori di carattere climatologico che abbiamo dovuto eseguire per tutte le Stazioni della rete; altre ancora per servire di base a rappresentazioni sintetiche delle condizioni atmosferiche secondo i criteri della sinottica; altre infine per scopi di ricerca statistica vera e propria. È chiaro che quest'ultimo aspetto ha dovuto segnare il passo, sia in attesa che si formasse con gli anni un archivio sufficientemente ricco di dati meccanizzati sia perchè il gruppo è parte integrante di un Servizio Militare e quindi vi hanno la precedenza le esigenze del servizio stesso (d'altra parte sarebbe stato impossibile il raggiungimento dei suaccennati scopi scientifici senza assumersi il carico di tali servizi). Non accenno neppure, in questa sede, ad una elencazione dei risultati finora raggiunti e dei lavori compiuti;

Giorno	NUVOLOSITA' N	N=9	N=1 7-8	Nh	Cg	VENTO fxfx	dxdx	Gfx	fff	f≥10	VISIB. dndn	UMIDITA' Un	Ux	UUU	PRESSIONE PPPPP	PRECIPITAZIONI tr	drdn	RRRR	Ex	TEMPERATURE TTTT	TdTd	TnTnTn	GTn	TxTxTx	GTx
STAZIONE BOLZANO ANNO 1955 MESE SETTEMBRE																									
1	36		1	21		7	4	[illegible]	[illegible]			[illegible]	1	255	40311				1	14[illegible]	[illegible]	108	7	278	30
2	18		1	4	1	7	18	8	11			[illegible]		300	40496				1	148[illegible]	79	94	11	286	28
3	4			4		6	18	[illegible]	11			1	1	272	40546					150[illegible]	96	105	10	284	31
4	18		1	16	5	7	18	[illegible]	11			1	2	282	40540					156[illegible]	106	115	11	296	31
5	19			19	5	10	18	[illegible]	23	1		1	2	284	40517					1684	114	130	10	287	29
6	51			36	5	4	15	8	6				1	30[illegible]	40498	2	5	4		146[illegible]	113	131	11	246	29
7	64			64	3	3	18	5	5				1	342	40594	2	37	152	2	1256	108	140	12	152	28
8	64			62	5								2	347	40718	2	7	6	2	137[illegible]	116	142	7	209	25
9	53			42	9	6	18	2	10				2	308	40725				1	1554	115	146	9	275	29
10	64		8	64	5								2	333	40491	2	26	156	2	1336	111	140	12	204	23
11	61		8	56	5								1	329	40529	1	16	16	2	1304	102	119	9	215	30
12	42		4	30	5	3	18	5	3				2	331	40656				2	1452	113	128	10	250	27
13	64			61	5								1	343	40372	2	22	40	2	1350	113	148	11	210	27
14	62		8	59	5	4	18	9	11				1	328	39998	2	25	178	2	1156	85	115	11	136	23
15	41		3	29	6	7	18	5	12			1	1	302	40104	2	5	18	2	852	46	56	12	186	30
16	10			2	7							1	1	275	40354				2	834	30	20	6	220	30
17	15			15	1	5	18	5	5			1	2	304	40889					973	52	26	9	218	30
18	4			2		4	18	5	7			1	2	315	40834					1094	68	52	12	[illegible]	30
19	6			6		3	18	5	3				2	298	40888					1166	72	65	12	245	28
20	38			38	5	6	18	5	16			1	2	298	40953					1288	91	100	3	230	31
21	29		1	27	8	4	18	2	4				2	317	40868	2	1	2	2	1304	90	90	14	250	30
22	11		1	10	1	6	18	5	10			1	1	277	40705				1	1334	80	102	13	250	32
23	18			13	5	3	18	5	3			1		290	40640					1302	83	95	6	250	31
24	34		2	34	5	4	18	8	9			1	2	297	40758					1380	93	110	12	258	29
25	38		3	27	5	6	18	5	10			1	1	305	40683					1423	101	132	1[illegible]	256	33
26	46		3	30	5	4	18	8	11			1	1	295	40811	2	3	60		1536	94	124	10	231	27
27	64		8	54	5	8	32	5	6				2	324	40650	2	19	30	2	1322	104	144	12	218	27
28	54		5	41	5	6	36	5	18			2		248	40543				1	1088	40	80	11	130	26
29	12			5	1	3	33	5	5			2		206	40796					982	13	34	10	212	27
30												1		291	40948					802	27	23	20	215	29
	1041			881					235					8988	1210855			732		39696	2543	3124		7083	
STAZIONE BOLZANO ANNO 1955 MESE OTTOBRE																									
1	12			3		4	18	2	6			1	2	307	40791					762	33	15	5	212	30
2						3	21	4	6			1	2	311	40760					792	38	14	12	214	26
3	41		4	38	5	6	18	5	6			1	1	312	40679					992	62	56	11	[illegible]	28
4	47		3	40	5	2	18	9	2		2	1	2	318	40632					1018	68	53	9	21[illegible]	26
5	60		6	42	5								1	316	40656					1076	79	90	11	1[illegible]0	[illegible]
6	64		8	64	0	7	3	1	7				2	334	40570	8	6	34		986	73	6[illegible]	48	1[illegible]4	20
7	41		5	26	5	14	9	5	47	3		2		207	40471	2	6	10	2	1[illegible]26	7	7[illegible]	11	[illegible]	23
8	3			3		10	3	2	49	1		3		251	40636					1182	2	77	10	216	23
9	29		2	19	1	2	15	2	2			1		279	40888					798	24	24	11	195	26
10	60		7	53	5								1	319	40825	2	17	2	2	910	61	55	46	1[illegible]2	28
11	55		6	37	5								2	322	40753	1	5		2	1042	78	8[illegible]	12	211	25
12	52		5	41	5	5	18	2	8				2	329	40675	1	3		1	1112	[illegible]3	1[illegible]	11	20[illegible]	20
13	14			12		6	18	5	10			1	2	318	40754					1056	[illegible]9	7[illegible]	11	229	29
14						7	18	5	3			1	2	317	40864					896	49	[illegible]	12	201	27
15	3											1	2	305	40720					[illegible]16	32	[illegible]	13	211	27
16	41			27	5	6	18	5	14			1	2	296	40432					[illegible]66	45	24	11	200	29
17	64		6	64	5	6	18	5	9				1	330	40172	2	15	30	1	1046	14	116	9	152	25
18	56		6	53	5								2	331	40115	2	7	14	2	[illegible]50	[illegible]0	10[illegible]	13	177	27
19	26		2	24	5	2	16	5	2			1		290	40425				2	[illegible]08	38	[illegible]7	15	188	29
20	61		8	57	5								1	323	40701	1	10	2		[illegible]80	[illegible]2	[illegible]	21	150	25

vorrei però chiedere ancora alcuni minuti per mostrare un esempio di indagine statistica sia pure ancora nella sua fase iniziale. Si tratta di una prima analisi dei venti in quota sull'Italia, quali si ricavano dai 5 anni 1950-54 di osservazioni delle Stazioni di Radiovento fra la superficie isobarica di 850 mb (circa 1500 m) e la superficie isobarica di 200 mb (circa 12.000 m); i risultati formano oggetto di una nota di prossima pubblicazione sulla « Rivista di Meteorologia Aeronautica ».

Le osservazioni sono state raggruppate inizialmente in gruppi stagionali secondo un certo numero di direzioni e di gradini di velocità. Per giungere ad un riferimento espressivo poi, mobile nel corso dell'anno, si è adoperata una rappresentazione analitica che già avevo esperimentato con buoni risultati (v. Rappresentazione Statistica del vento – « Rivista Meteorologica Aeronautica » 1948). Si parte dal piano (φ, V) dove φ è l'Azimut della direzione di provenienza del vento e V la sua velocità, e si riporta su ciascun settore, individuato dai gradini scelti per velocità e direzione, la frequenza che ad esso compete. Si ottiene così una opportuna forma di tabella a doppia entrata, rappresentata dall'esempio di fig. 1 in alto: i numeri indicano la frequenza in millesimi dei venti compresi nei limiti di velocità e di direzione del settore, il cerchietto centrale indica le calme di vento. Per passare dalle frequenze alla superficie di distribuzione (analogo spaziale delle curve di frequenza) si divide ogni frequenza per l'area del rispettivo settore, ottenendo la densità media di frequenza su ciascun settore; se si vuol rendere visiva la rappresentazione si tracciano per interpolazione grafica le linee di uguale densità, che sono linee di livello della superficie di distribuzione. Un esempio è fornito nella fig. 1 in basso, nella quale sono riportate le linee di livello della distribuzione di frequenze dei venti della figura in alto, e nella fig. 2. La superficie di distribuzione delle densità di frequenze

$$f = f\,(\varphi, V)$$

ha in genere caratteristiche che si prestano alla scomposizione in una o più distribuzioni gaussiane normali, circolari o ellittiche, con centri opportuni ed opportune dispersioni. Nel nostro caso però, trattandosi di venti in quota ed occorrendo un semplice riferimento, basta determinare quella distribuzione normale circolare,

$$F(\varrho) = \frac{1}{\sigma^2 \pi} e^{-\varrho^2/\sigma^2} \qquad [1]$$

la quale, centrata sul *vento tipico* della distribuzione individuato da un certo punto (φ_o, V_o) del piano, meglio si approssima alla f (φ, V).

N

W

E

S

frequenze in %

MILANO. Inverno. Frequenza dei venti al livello isobarico di 200 mb

N

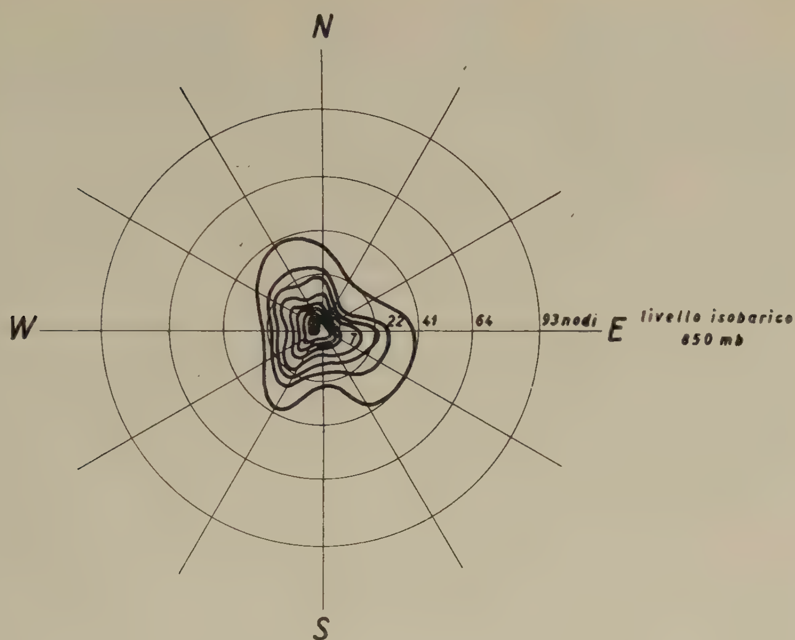
W

E

S

7 22 41 64 93 nodi

Fig. 1



MILANO. Estate. curve di uguale densità di frequenza

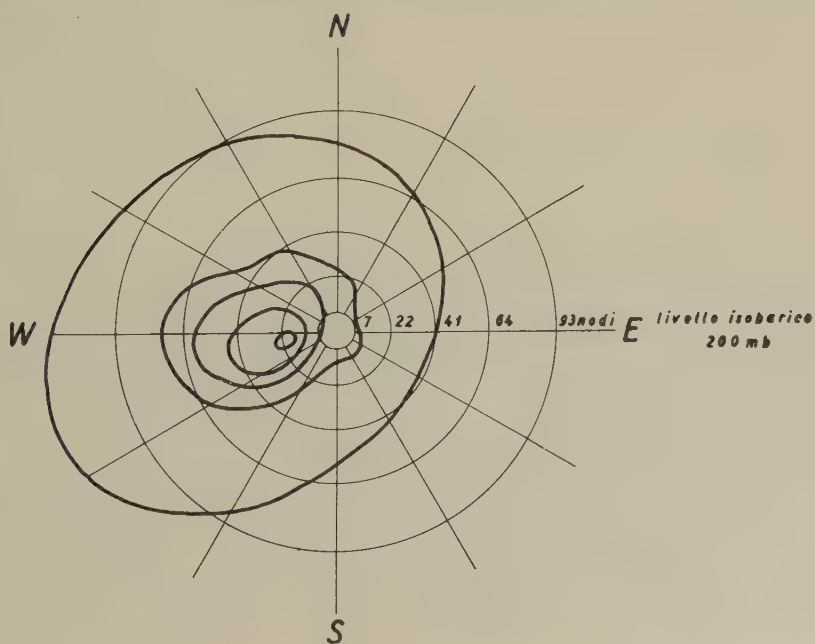


Fig. 2

ϱ indica la distanza da (ϱ_o, V_o) cioè il vento relativo o scostamento vettoriale. Il problema consiste dunque nel determinare, ad esempio con il metodo dei minimi quadrati, i tre parametri della distribuzione [1] cioè direzione di provenienza φ_o e velocità V_o del vento tipico, ed ampiezza della dispersione data dallo scostamento quadratico medio superficiale σ; i dati di partenza sono costituiti. per ciascun livello di ciascuna Stazione, dalle frequenze dei venti dai vari settori. In realtà il metodo dei minimi quadrati, particolarmente laborioso in questo caso, può essere notevolmente abbreviato tenendo conto di alcuni suggerimenti forniti dalla rappresentazione della fig. 1 in basso e della fig. 2; ciò è dimostrato nella nota di prossima pubblicazione sopra accennata. Determinati i venti tipici e gli scostamenti vettoriali quadratici medi per ogni livello di ogni Stazione si è notato che, a ciascun livello, fra le tre Stazioni per le quali esistono i dati (Milano, Roma, Cagliari) non si verificano diversità degne di nota; l'accordo è meno buono solo per il livello più basso (850 mb). Perciò si sono determinati, con conveniente media, il vento tipico e la dispersione dei venti ad ogni livello isobarico relativi all'Italia nel suo insieme. La fig. 3 riporta, per l'inverno e per l'estate, la progressione dei venti tipici con la quota, fornendo anche per ogni quota il cerchio dei venti comprendente l'80% delle frequenze: il raggio R dei vari cerchi, essendo σ il rispettivo scostamento quadratico medio e C la frequenza interna al cerchio, si deduce come è noto dalla relazione

$$C = 1 - e^{-R^2/\sigma^2} .$$

Nel nostro caso si è scelto $C = 0,80$, e perciò si è fatto

$$R = 1,27 \cdot \sigma .$$

Uno scopo dell'indagine è quello dell'esame sinottico dei casi molto lontani dal comportamento normale. Ora è chiaro che tali casi sono ottimamente individuati mediante la rappresentazione fatta: sono singolari quei casi che stanno ad ogni quota al di fuori dei cerchi tracciati contenenti l'80% delle frequenze. Tali casi sono selezionati mediante un riesame delle osservazioni, e poi sono classificati in base alla direzione e velocità delle deviazioni vettoriali ad essi associati, come è schematizzato in fig. 4. Come si mostrerà nel lavoro sopra indicato, questa analisi raggruppa le situazioni della circolazione in quota sull'Italia in maniera assai convincente ed indicativa e sembra suggerire l'adozione di un indice il cui andamento si mostra regolare ed adatto alle estrapolazioni

N

W 7 22 41 64 93 nodi E INVERNO

S

Venti tipici e risp ttivi cerchi comprendenti l'80 % delle frequenze
per i livelli isobarici a = 850, b = 700, c = 500, d = 300, e = 200 millibar

N

W 7 22 41 64 93 nodi E ESTATE

S

Fig. 3

nel futuro. Non si insiste però qui su tali risultati, in quanto si aveva soltanto il proposito di indicare con un esempio una delle tante vie di indagine che il metodo statistico apre, anche senza fare riferimento a nozioni metodologiche più dettagliate e sottili.

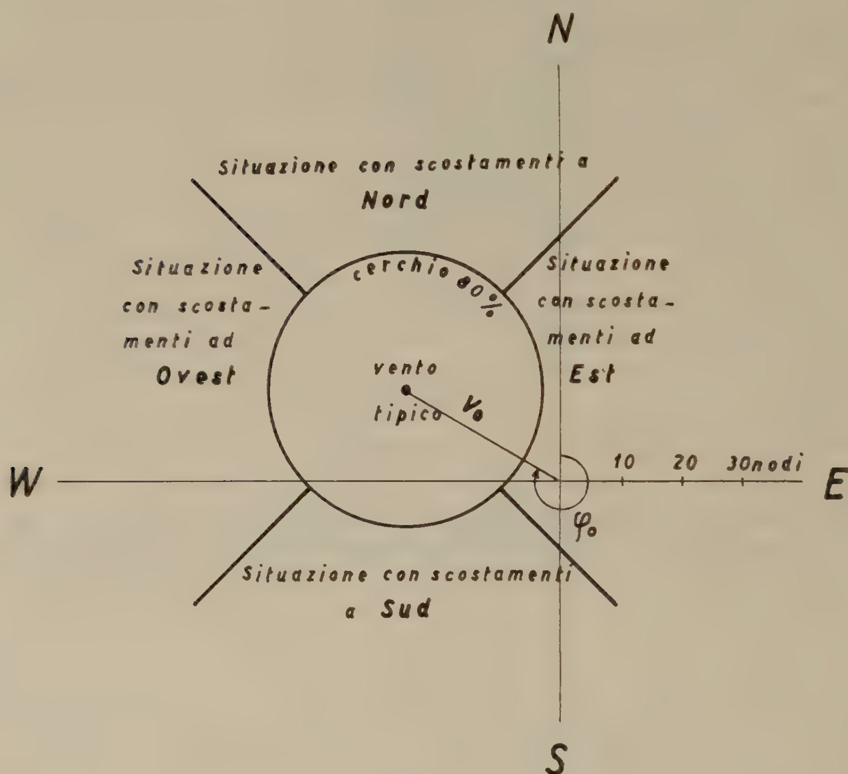


Fig. 4

A conclusione di quanto precede si richiama l'attenzione sul concetto di esperimento statistico e sulla necessità della ripetibilità di esso sotto condizioni modificate, per poter entrare nell'ambito delle scienze sperimentali. Questa ripetibilità era finora irraugiungibile, perchè senza l'organizzazione suaccennata non si era in Italia riusciti neppure a costruire una climatologia rudimentale di base, data l'enorme mole di ogni lavoro statistico. Ora questa introduzione scientifica è resa possibile.

Roma — Servizio Meteorologico dell'Aeronautica — Sezione Studi e Climatologia — Novembre 1953.

RIASSUNTO

Si richiamano i concetti fondamentali delle ricerche statistiche e si formulano alcuni criteri che dovranno essere alla base delle elaborazioni statistiche meteorologiche, con esempi tratti dalla meteorologia aeronautica e dalla meteorologia agraria.

Si portano poi a cónoscenza degli studiosi l'esistenza ed i criteri di organizzazione e lavoro del reparto statistico del Servizio Meteorologico dell'Aeronautica, Sezione Studi e Climatologia. Ci si sofferma in particolare sulle caratteristiche del gruppo meccanografico e sulle possibilità che esso offre, con la sua alta potenzialità e velocità, di eseguire esperimenti statistici appropriati e ripetuti quante volte occorra; questa ripetibilità immette la statistica meteorologica nell'alveo delle scienze sperimentali e, con l'ausilio della metodologia statistica, le offre la possibilità di assurgere a metodo razionale di ricerca.

Si conclude con un esempio di inizio di indagine statistica sui venti in quota in Italia.

SUMMARY

After recalling the basic ideas of statistical researches, some criteria are established which ought to be the basis for elaborating meteorological statistics. Some examples derived both from aeronautical and agrarian meteorology are reported.

The existence of Statistics Section inside the Italian Air Force Weather Service Research and Climatology Division is here made known together with its organization and activity. Details on the power and working speed of the "Punched Card Machine Pool" are revealed which can allow an unlimited repetition of statistical experiments. Thus meteorological statistics can be included among experimental sciences and be regarded, with support of statistical methodology, as a rational research method.

An example of a statistical starting study on upper winds over Italy is finally given.

ELECTROMAGNETIC FIELDS PRODUCED BY A CABLE (CARRYING AN ALTERNATING CURRENT) PLACED ON A GROUND WITH AN INTERSTRATUM

A. Belluigi

FIRST PART

§ 1. The theory of the conduction of a. c. through the ground, by inductive influence of a cable infinitely long (parallel, or placed on the horizontal surface of a conducting ground) was the object of classical investigations.

Particularly, Haberlandt (1) examined the case of an homogeneous ground of everywhere uniforme conductivity (σ_2), except near the surface, where it acts as covering, thin, conducting layer: σ_1, such that: $\sigma_1 \ll \sigma_2$.

The problem of determining the electromagnetic field in any point of the space, with varying of the physical geometric characteristics of this covering stratum, with rectilinear, long cable (displacement currents zero), carrying a. c.: $(R_e \cdot I e^{j\omega t})$, is reduced to a plane problem.

A more recent study of Evans (2) follows that of Haberland: both theories remove the limitation of considering a "limiting layer" (infinitely conductive and infinitely thin); this double limit is consequence of considered unfit boundary conditions, as it was remarked [2]. With other boundary conditions, it will be possible bear in mind, on the contrary, layers of "*finite thicknesses*: d", placed on indefinite substrata of *different conductivity* (the limitation in [1] and [2]: $\sigma_2 \leqq \sigma_1$, is here removed, with regard at least to asymptotic equations).

We shall examine, therefore, the cases of conductive or dry coverings, (with underlying conductive water creek, or mineral metallic sheet).

While in this first Part, we give solutions of the problem of the outcropping, in the second Part, we shall give that one of the problem of the "*embedded interstratum*" *with any resistivity contrast in respect to the embedding medium.*

We suppose to have a coordinate system (fig. 1), with origin at the ground-surface (x, z), below the rectilinear cable, which is taken at

a distance h above the surface, and parallel to z axis, with y axis vertical to up.

The distances of a measurement-point $P(x, y)$, respectively from the cable and from its specular image in respect to (x, z), are designated by: r_0, r_1; the " numerical coordinates " by (ξ, η, ζ), assuming as " numerical unitarian length ": $\gamma = c(4\pi\omega\sigma_1)^{-1/2}$, (that gives the maximum

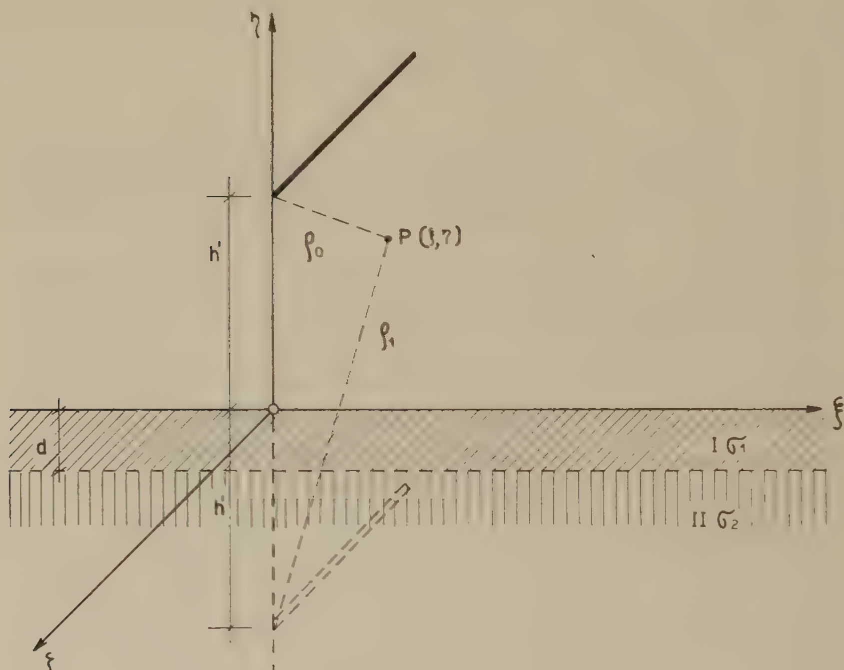


Fig. 1

depth for which the current penetrating in the ground still keeps a valuable magnitude). In a normal ground ($\varrho = 10^4\ \Omega$ cm.), with increasing frequencies from 50 to 150, 500, 1000 ($p \cdot$ sec.$^{-1}$), γ reaches values of 500, 290, 160, 110 meters, while if ϱ increases, a little too, (e. g. $\varrho = 4.10^4\ \Omega$ cm., γ increases, in this case, the double. Our geometrical values will be reduced to " numerical values ", by means of:

$$x = \xi\gamma \ , \ y = \eta\gamma \ , \ r_0 = \varrho_0\gamma \ , \ r_1 = \varrho_1\gamma \ , \ h = h'\gamma \ , \ d = d'\gamma \ .$$

The electric field (e. f.) $\bar{E}$ is reduced to the only component E_z (that we shall designate directly by E), which satisfies (see [2]) the fundamental equation:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial \eta^2} = j\,k\,E \quad ; \quad j = \sqrt{-1} \quad ; \qquad [0]$$

$$k = \begin{cases} 0 & \text{in air} \\ 1 & \text{in I} \\ \sigma_2/\sigma_1 & \text{in II} \end{cases} .$$

At the surface of separation (air-outcropping, layer-sublayer), the tangential components of e. f. E, and the magnetic induction $\bar{B}$, and those normal of B are continuous.

The vectors E, $\bar{B}$ are zero at ∞, and in the vicinity of the cable, B follows the Biot-Savart's law. It is convenient to introduce, in the place of $\bar{E}$, a proportional function: $c^{-1} \cdot 2\,\omega\,j\,\Phi$, (Gauss'units of measure).

Steady and boundary conditions will be expressed in terms of Φ, Φ_1, Φ_2, according to the region under consideration: air, media I, II.

The Φ, Φ_1, Φ_2 solutions are integral expressions, the arbitrary constants of which are determined with the boundary conditions.

The " numerical integrations " being laborious, Evans limits himself to an only typical example: valuation of the e. f. intensity $\bar{E}$, at the surface of the ground, below to cable, as function of the thickness " d " of the conducting outcropping layer, placed on substratum of very high resistivity. This in normal operative conditions and for normal ground:

$$\omega = 2\,\pi\,f = 6{,}28 \cdot 10^3 \text{ rad. sec}^{-1} \quad ; \quad \sigma_1 = 9 \cdot 10^8 \text{ u. e.s} \quad ;$$

$$h' = c^{-1}\,h\,(4\,\pi\,\omega\,\sigma_1)^{1/2} = 0{,}281 \quad ; \quad d' = c^{-1}\,d\,(4\,\pi\,\omega\,\sigma_1)^{1/2} = 2{,}81 \cdot 10^4 \cdot d \ .$$

Evans lists for $\bar{E}$, aside from the factor $(4\,\omega\,I \cdot c^{-1})$, the following values:

d in cm	10	500	1000	1500	2000	∞
$\lvert E \rvert$	1,58	1,48	1,38	1,31	1,21	1,04 .

The electric field intensity E is approximately 50 percent greater at the surface of the thin conducting layer, 10 cm thick, than it is at the surface of the infinitely thick conductor, having the same conductivity.

The progressive increase of the thickness of conducting layer involves a diminution of the e. f. (measurable at the surface), of gradient zero or almost, from a certain " critical thickness " forward. This is an e. m. characteristic behaviour of the " thin layer ", of greater indicative moment than it is for the " thick layers ", in conformity with that we put recently in evidence with dipolar excitors: [5].

§ 2. We consider now the Haberlandt-Evans' integral expression of the e. f.: E (of difficult pratical use): [1].

If we put:

$$p = h - \gamma \quad , \quad \alpha = (j + \beta^2)^{1/2} \quad , \quad \theta = (\beta^2 + j\,k)^{1/2}$$

(β = real positive parameter), we obtain:

$$\begin{cases} \Theta/I = \ln(\varrho_0/\varrho_1) + 2\int_0^\infty f(\beta)\exp.(-\beta\,p)\cos(\xi\,\beta)\,d\beta \\ f(\beta) = \left[(\theta - \alpha)\exp.(-\alpha\,d') - (\theta + \alpha)\exp.(\alpha\,d')\right] / \left[(\theta - \right. \\ \qquad \left. -\alpha)(\alpha - \beta)\exp.(-\alpha\,d') + (\theta + \alpha)(\alpha + \beta)\exp.(\alpha\,d')\right] . \end{cases} \qquad [1]$$

It is well know, from the theory of the asymptotic expansions, that, for sufficiently great values of $(p^2 + \xi^2)^{1/2}$, i. e. so great that we may regard the $f(\beta)$ as a slowly variable function in comparison with the expression: $\exp.(-\beta\,p)\cos(\xi\,\beta)$, a asymptotic expansion of the integral of [1], may be obtained, replacing the $f(\beta)$ by its power-series expansion around the origin.

In this manner, we obtain:

$$2\int_0^\infty f(\beta)\exp.(-\beta\,p)\cos\beta\,\xi\,d\beta \simeq \sum_{n=0}^{\infty} f^{(n)}(o)\cdot\varphi_n \qquad [2]$$

with:

$$\varphi_n = \frac{2}{n!}\int_0^\infty \beta^n \exp.(-\beta\,p)\cos\beta\,\xi\,d\beta = \frac{1}{n!}\int_0^\infty \beta^n \exp.\left[-(p + j\,\xi)\,\beta\right] d\beta +$$
$$+ \frac{1}{n!}\int_0^\infty \beta^n \exp.\left[-(p - j\,\xi)\,\beta\right] d\beta = (p + j\,\xi)^{-(n+1)} + (p - j\,\xi)^{-(n+1)} . \qquad [2']$$

If only the first two terms of the series are taken, we have:

$$2\int_0^\infty f(\beta)\,\exp.(-\beta p)\cos\beta\xi\,d\beta \simeq 2\,p\,(p^2+\xi^2)^{-1}\cdot f(o) + \qquad [2']$$
$$+\,2\,(p^2-\xi^2)\,(p^2+\xi^2)^{-2}\cdot f'(o)\ .$$

In order to calculate $f(o)$, $f'(o)$, it is convenient, to expand numerator and denominator as functions of β, considering only the terms of first order. Aside from terms β^2, we have for α and θ: $\alpha=\varepsilon$, $\theta=\varepsilon\sqrt{k}$, where we put: $\varepsilon=\sqrt{j}=(j+1)/\sqrt{2}$.

Hence, aside always from terms β^2:

$$f(\beta)=\frac{\left(\sqrt{k}-1\right)\exp.(-\varepsilon d')-\varepsilon\left[\left(\sqrt{k}-1\right)\exp.(-\varepsilon d')+\left(\sqrt{k}+1\right)\exp.(\varepsilon d')\right]-\left(\sqrt{k}+1\right)\exp.(\varepsilon d')}{-\beta\left[\left(\sqrt{k}-1\right)\exp.(-\varepsilon d')-\left(\sqrt{k}+1\right)\exp.(\varepsilon d')\right]} \qquad [3]$$

If we let λ and U denote the expressions:

$$\lambda=\left(\sqrt{k}-1\right)/\left(\sqrt{k}+1\right)\quad;$$
$$U=(1-j)\left[\lambda-\exp.(2\,\varepsilon\,d')\right]/\sqrt{2}\left[\lambda+\exp.(2\,\varepsilon\,d')\right]\ , \qquad [4]$$

[3] becomes:

$$f(\beta)=U/(1-\beta\,U)\ .$$

Hence, we may see that the necessary condition, in order to $f(\beta)$ may be regarded as a slowly variable function in comparison with: exp. $(-\beta p)$ cos $(\beta\,\xi)$, is the following:

$$(p^2+\xi^2)^{1/2}\gg U\ , \qquad [5]$$

(that involves limitations of frequency).

Since, if (d') and (k) are not, contemporaneously, too little, $|U|$ is of the order of unit magnitude, condition [5] becomes:

$$(p^2+\xi^2)\gg 1\ , \qquad [5a]$$

while, if (d') and (k) are very little, [5] becomes:

$$\left(d'+\sqrt{k}\right)(p^2+\xi^2)^{1/2}\ll 1\ . \qquad [5b]$$

In this case, we have, for $|U|$, the order of magnitude: $(d' + \sqrt{k})^{-1}$, as it can easily be shown from [4], if we put in the numerator: $\lambda \simeq 1$, exp. $(2\,\varepsilon\,d') \simeq 1$; in the denominator:

$$\lambda \sim -1 + 2\sqrt{k} \quad . \quad \exp.\,(2\,\varepsilon\,d') \sim 1 + 2\,\varepsilon\,d' \ .$$

Having delimited, in this manner, the " range of validity " of our asyptotic formula, we may write its expression. From [3′], we have immediately $f(o) = U$, $f'(o) = U^2$, thence we obtain, with regarding [2′] and [1]:

$$\Phi / I \simeq \ln\,(\varrho_0 / \varrho_1) + 2\,p\,U / (p^2 + \xi^2) + 2\,(p^2 - \xi^2)\,U^2 / (p^2 + \xi^2)^2 \ . \qquad [6]$$

The field, for $p = 0$ (cable placed on the earth, and also measurements made upon the soil), may be expressed by means of [5] as follows:

$$(\Phi / I)_{p=0} \simeq -2\,U^2\,\xi^{-2} \ . \qquad [7]$$

I. e.: *The electric field shows a decrement inversely proportional to the square of the distance from the inducing indefinite cable, placed on the ground surface.*

We could make use of this, in practice, in order to verify, among others, if the distances are sufficiently great to permit the application of [7]. With other words, it may be convenient to measure the e. f. in several points, at different distance, in order to obtain, eventually, with extrapolation, the value: $-2\,U^2 = \lim\limits_{\xi \to \infty} (\Phi / I)$.

For infinite thickness, (uniform ground), [7] becomes:

$$\Phi_n / I \simeq 2\,j\,\xi^{-2} \ . \qquad [7']$$

If we let E_n denote the e. f., for $d = \infty$, from [7], [7′], we may obtain for the intensity $\bar{E}$: $(E / E_n = \Phi / \Phi_n)$:

$$E = V^2\,E_n \ ,$$

$$V = -j\,(1 + j)\,U / \sqrt{2} = (\exp.\,2\,\varepsilon\,d' - \lambda) / (\exp.\,2\,\varepsilon\,d' + \lambda) \ . \qquad [8]$$

It is particularly interesting to know its behaviour as function of " d " and " k ".

Put $\delta = d' \sqrt{2}$, [8] gives easily:

$$| E / E_n | = V^2 =$$
[9]
$$= [\exp. 2\,\delta - 2\,\lambda \exp. \delta \cos \delta + \lambda^2] / [\exp. 2\,\delta + 2\,\lambda \exp. \delta \cos \delta + \lambda^2] .$$

hence the following limiting values:

for: $\delta = 0 \quad : \quad | E / E_n | = (\lambda - 1)^2 / (\lambda + 1)^2 = k^{-1}$

for: $\delta = \infty \quad : \quad | E / E_n | = 1$.

Now in order to obtain the complete diagram of $| E / E_n |$ as function of the thickness, it is necessary to determine the zeros of the derivative of [9], with respect to d.

An elementary calculation gives:

$$\exp. 2\,\delta\, tn\, (\delta + \pi / 4) = \lambda^2 , \qquad [10]$$

for determining these zeros.

Eq. [10] has infinite zeros of which we consider only the positive ones. These zeros, corresponding to extreme values (minima and maxima) of $| E / E_n |$, will be designated by: $\delta_0 , \delta_1 , \dots \delta_k , \dots$, in rising order. For δ_0, and other δ_k, we may write, approximately:

$$\delta_0 \simeq 3\,\pi / 4 + \lambda^2 \exp. (- 3\,\pi / 2) \qquad [11_0]$$

$$\delta_k \simeq (k + 3 / 4)\,\pi \quad ; \quad (k = 1, 2, \dots) . \qquad [11_k]$$

The corresponding values of the ratio $| E / E_n |$ that we designate with $| E / E_n |_k$, will be:

$$| E / E_n |_0 \simeq 1 + 2 \sqrt{2}\, \lambda \exp. (- 3\,\pi / 4) + 4\, \lambda^2 \exp. (- 3\,\pi / 2)$$
[12]
$$| E / E_n |_1 \simeq 1 - 2 \sqrt{2}\, \lambda \exp. (- 7\,\pi / 4) \ ; \ | E / E_n |_k \simeq 1 \ ; \ (k \geqslant 2) .$$

With other terms, for $\delta > \delta_1$, the oscillations, around the unit, of $| E / E_n |$ are so low that $| E |$ may be regarded substantially as constant. These semi-oscillations, (of period: π) decrease with geometrical succession, of ratio: $\exp. (- \pi) = 0{,}043$.

The profile of $| E / E_n |$, given by [9], is immediately deducible, with the possibility (new in respect of the past theories) of distinguishing the following cases:

a) $k < 1$ (*outcropping layer, of greater conductivity than the under-layer*): the ratio $|E/E_n|$ decreases (from $\delta = 0$, for which initial value it becomes: k^{-1}), to $|E/E_n|$ for $\delta = \delta_0$; henceforth it tends to increase very slightly as far as $|E/E_n|$, for $\delta = \delta_1$, (value very near by unit), and finally it oscillates, around the unit, with period 2π (so that it may be regarded as constant).

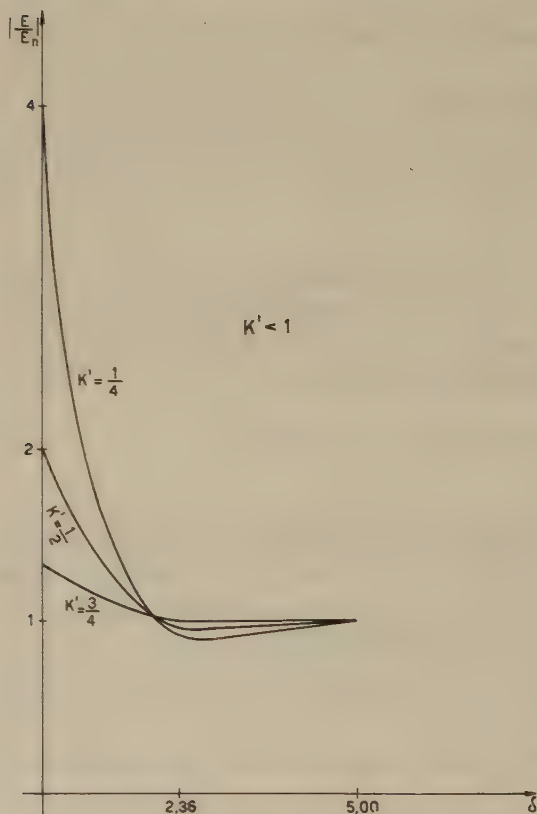


Fig. 2a

b) $k > 1$ (*insulating covering layer*): as in a), except the reciprocal exchange of the terms pertinent to "increase" and "decrease".

We give a table of $|E/E_n|$, calculated for a certain number of ratio k and of extreme values of: $\delta = 0$; δ_0 ; δ_1 ; . . . .

For these particular values of k, we have in practice:

$$\delta_0 = 3\pi/4 = 2{,}36 \quad , \quad \delta_1 = 7\pi/4 = 5{,}5 \, .$$

$|E/E_n|$

k	$\delta = 0$	$\delta = \delta_0$	$\delta = \delta_1$
1/4	4.000	0,915	1,004
1/2	2.000	0,955	1,002
3/4	1,333	0,981	1,001
3/2	0,667	1,027	0,999
2	0,500	1,047	0,998
4	0,250	1,093	0,996
∞	0	1,304	0,988

In conformity with the results deduced from [1], [2], [3], for $k < 1$, $|E / E_n|$ decreases with increasing of δ (thickness): see fig. 2.

Also for $k < 1$, Haberlandt too, in [1], comes to an e. m. potential which decreases, by the presence of a covering conducting layer, with increasing of its thickness, with concomitance of phase shifting.

If, on the contrary, the underlayer is of greater conductivity ($k > 1$) asymptotic $|E / E_n|$ increases with increasing of (δ) as far as a maximum, and then it decreases slightly: (see fig. 2).

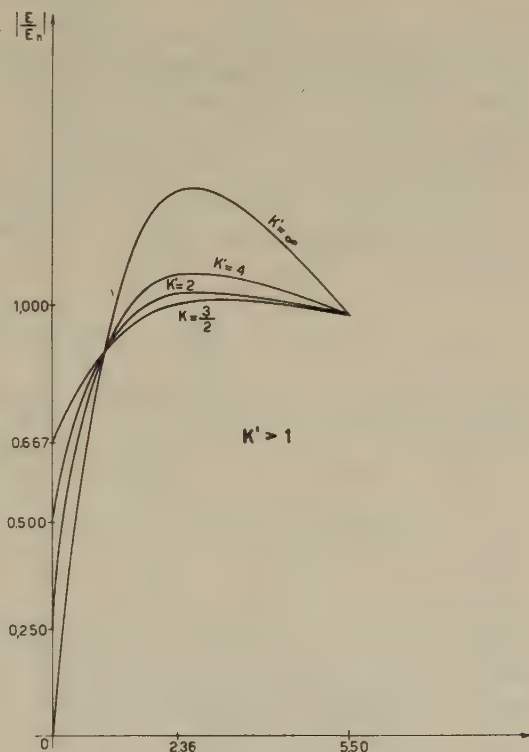


Fig. 2 b

However, the consideration of a superficial covering (with contrast of resistivity in respect of indefinite medium) is equivalent to a "field-correction", as Haberlandt made remark: [1]: ($c_0 = E_n — E$).

Consequently, the influence of a "conducting covering" (in respect of that one of considered homogeneous medium), as soon as its thickness increases, involves a progressive increase of c, from zero to the asymptote E_n; the influence, on the contrary, of a conducting substratum (e. g. water-layer) involves a profile of c, from E_n to a more or less accentuated minimum ($k = \infty$, $\rightarrow 1$).

Since the electric field (or induced voltage per lenght unit) is here simply the potential φ for unitarian current and frequence one: ($E = J\,\omega\,\varphi$), "*asymptotic potentials*" measurements (at the surface) will so permit electro-lithologic and dimensional identifications about the succession (in depth) of the first two ground layers.

SECOND PART

§ 3. We suppose now that the horizontal " outcropping layer " of thickness "d", conductivity (σ), is placed into the homogeneous ground, (σ_0), at the depth d_0 from the surface, ($d_0 + d = d_1$), *i. e. it becomes " interlayer "*, keeping the same coordinate system and the same symbols of fig. 1, (except the replacement of σ_1 with σ_0, and of σ_2 with σ) · (o) is available, besides E is zero for ($y \to \pm \infty$), and it is continuous function with its derivatives (which are simply the magnetic field components, aside from a factor) and, at last, near by ($x = 0$, $y = h$), it must be:

$$E = 2\, j\, c^{-1} \cdot \omega \cdot I \ln \left[(y - h)^2 + x^2 \right]^{1/2} + \text{finite quantity.} \qquad [13]$$

With regard to the adimensional quantities; of unit:

$$\gamma = c\,(4\,\pi\,\omega\,\sigma_0)^{-1/2}\ , \quad \text{we have:}$$

$$d_0' = \gamma^{-1}\, d_0\ ,\ d' = \gamma^{-1}\, d\ ,\ d_1' = d_0' + d' = \gamma^{-1}\, d_1\ ,\ k = \sigma_1\, \sigma_0^{-1}$$

$$\varrho_0^2 = \xi^2 + (\eta - h')^2\ ,\ \varrho_1^2 = \xi^2 + (\eta + h')^2\ .$$

If we put: $E = 2\, j\, c^{-1}\, I\, \omega\, \varphi$, we come to formulate our problem (much more complicated than above): i. e. the determination of a function: $\varphi\,(\xi\,,\eta)$ which satisfies the following differential equations:

$$\vartheta^2 \varphi / \vartheta\, \xi^2 + \vartheta^2 \varphi / \vartheta\, \eta^2 = 0 \quad , \ \text{for: } \eta > 0 \qquad [14a]$$

$$\vartheta^2 \varphi / \vartheta\, \xi^2 + \vartheta^2 \varphi / \vartheta\, \eta^2 = j\, \varphi \quad , \ \text{for: } -d_0' < \eta < 0 \qquad [14b]$$

$$\vartheta^2 \varphi / \vartheta\, \xi^2 + \vartheta^2 \varphi / \vartheta\, \eta^2 = j\, k\, \varphi \quad , \ \text{for: } -d_1' < \eta < -d_0' \qquad [14c]$$

$$\vartheta^2 \varphi / \vartheta\, \xi^2 + \vartheta^2 \varphi / \vartheta\, \eta^2 = j\, \varphi \quad , \ \text{for: } \eta < d_1' \qquad [14d]$$

which are obtained from [1], after changement of the variables in [1], satisfying the following boundary conditions for φ:

$$\varphi \to 0 \quad \text{if} \quad \xi \to \pm \infty \quad , \quad \text{or} \quad \eta \to \pm \infty\ . \qquad [15]$$

Let φ be continuous with its derivative: $\vartheta\, \varphi\, /\, \vartheta\, \eta$, (the continuity of the derivative: $\vartheta\, \varphi\, /\, \vartheta\, \xi$ results already as consequence of the

continuity of φ) for: $\eta = 0$, $\eta = -d_0'$, $\eta = -d_1'$, and besides, in the vicinity of $\xi = 0$, $\eta = h'$, let be:

$$\varphi = \ln \varrho_0 + \text{finite quantity.} \qquad [16]$$

In order to find a function which satisfies these conditions we shall follow a proceeding substantially equivalent to the method of the "Fourier's Transformata".

By the symmetry of the problem, φ will be necessarily an even function of ξ.

Referring now to [14a], its even particular solutions of ξ, are the following:

$$\ln \varrho_0 \quad , \quad \ln \varrho_1 \quad , \quad \exp.\,(-\beta\,\eta)\cos\beta\,\xi \quad , \quad \exp.\,(\beta\,\eta)\cos\beta\,\xi$$

the last of which do not satisfy the condition of zero at infinity (for $\eta \to \infty$), hence also the following function:

$$\varphi = \ln(\varrho_0 / \varrho_1) + \int_0^\infty A_0(\beta)\exp.\,(-\beta\,\eta)\cos\beta\,\xi\,d\,\beta \qquad [16a]$$

will satisfy Eq. [14a]. It may be demonstrate that, under certain assumptions of regularity [16] is the most general even function of ξ which satisfies [14a], conditions at ∞ and [16] [condition for $\xi \to \infty$ is a consequence of a theorem on the Fourier's integral: Riemann's lemma).

In order to write analogous expressions for the solutions of [14b], [14c], [14d], we premise an observation on the roots of complex numbers.

By $(a + j\,b)^{1/2}$ will then be designated the principal root, i. e. the root having the real part positive. It is expressed by:

$$(a \pm j\,b)^{1/2} = \left|\frac{1}{2}\left(\sqrt{a^2+b^2}+a\right)\right|^{1/2} \pm j\left|\frac{1}{2}\left(\sqrt{a^2+b^2}-a\right)\right|^{+1/2}$$

where the (+) sign refers to the case: $b \geqslant 0$, the (—) sign to the case: $b \leqslant 0$.

We put: $\alpha = (\beta^2 + j)^{1/2}$, $\theta = (\beta^2 + j\,k)^{1/2}$, it may be show, with substitution, that functions: $\exp.\,(\alpha\,\eta)\cos\beta\,\xi$, $\exp.\,(-\alpha\,\eta)\cos\beta\,\xi$, are solutions of [14b], [14d], while: $\exp.\,(\theta\,\eta)\cos\beta\,\xi$, $\exp.\,(-\theta\,\eta)\cos\beta\,\xi$, are solutions of [14c].

Therefore, the following formulas too:

$$\varphi = \int_0^\infty A_1(\beta) \exp. (-\alpha\eta) \cos\beta\xi\, d\xi + \int_0^\infty B_1(\beta) \exp. (\alpha\eta) \cos\beta\xi\, d\xi \quad [16b]$$

$$\varphi = \int_0^\infty A_2(\beta) \exp. (-\theta\eta) \cos\beta\xi\, d\xi + \int_0^\infty B_2(\beta) \exp. (\theta\eta) \cos\beta\xi\, d\xi \quad [16c]$$

$$\varphi = \int_0^\infty B_3(\beta) \exp. (\alpha\eta) \cos\beta\xi\, d\xi \quad [16d]$$

are respectively solutions of [14b], [14c], and [14d].

It is clear that, in [16d], we did not use the: exp. $(-\alpha\eta)\cos\beta\xi$, which for $\eta \to -\infty$ do not tend to zero.

It may be demonstrated that these formulas are those most general satisfying the equations [14b], [14c] and [14d], the conditions at infinity, and they are even functions of ξ.

However, we may come to analogous solutions applying the stricter (though more laborious) method of the " Fourier's Trasformata ".

In order to determine the functions: $A_i(\beta)$ and $B_i(\beta)$ there remains to apply the conditions of continuity: on the ground of this last, the following expressions must coincide:

1) for $\eta = 0$, the φ and $\dfrac{\partial\varphi}{\partial\eta}$, calculated from [16a], [16b];

2) for $\eta = -d_0'$, the φ and $\dfrac{\partial\varphi}{\partial\eta}$, calculated from [16b], [16c];

3) for $\eta = -d_1'$, the φ and $\dfrac{\partial\varphi}{\partial\eta}$, calculated from [16c], [16d].

On the whole, it's the question of 6 conditions for determining the 6 functions:

1) $\eta = 0$) $\quad : \int_0^\infty A_0(\beta)\cos\beta\xi\, d\beta = \int_0^\infty A_1(\beta)\cos\beta\xi\, d\beta - \int_0^\infty B_1(\beta)\cos\beta\xi\, d\beta.$

$$-2h' / (h'^2 + \xi^2) - \int_0^\infty A_0(\beta)\beta \cos\beta\xi\, d\beta = -$$

$$-\int_0^\infty A_1(\beta)\, a\cos\beta\xi\, d\beta + \int_0^\infty B_1(\beta)\, a\cos\beta\xi\, d\beta$$

$$2)\ \eta = -d_0'):\ \int_0^\infty A_1(\beta)\ \text{exp.}\ (\alpha\, d_0')\ \cos\ \beta\xi\ d\beta + \int_0^\infty B_1(\beta)\ \text{exp.}\ (-$$

$$-\alpha\, d_0')\ \cos\ \beta\xi\ d\beta = \int_0^\infty A_2(\beta)\ \text{exp.}\ (\theta\, d_0')\ \cos\ \beta\xi\ d\beta +$$

$$+ \int_0^\infty B_2(\beta)\ \text{exp.}\ (-\theta\, d_0')\ \cos\beta\xi\ d\beta.$$

$$-\int_0^\infty A_1(\beta)\,\alpha\ \text{exp.}\ (\alpha\, d_0')\ \cos\ \beta\xi\ d\beta + \int_0^\infty B_1(\beta)\,\alpha\ \text{exp.}\ (-$$

$$-\alpha\, d_0')\cos\beta\xi\ d\beta = -\int_0^\infty A_2(\beta)\,\theta\ \text{exp.}\ (\theta\, d_0')\cos\beta\xi\ d\beta +$$

$$+ \int_0^\infty B_2(\beta)\,\theta\ \text{exp.}\ (-\theta\, d_0')\cos\beta\xi\ d\beta.$$

$$3)\ \eta = -d_1'):\ \int_0^\infty A_2(\beta)\ \text{exp.}\ (\theta\, d_1')\ \cos\ \beta\xi\ d\beta + \int_0^\infty B_2(\beta)\ \text{exp.}\ (-$$

$$-\theta\, d_1')\cos\beta\xi\ d\beta = \int_0^\infty B_3(\beta)\ \text{exp.}\ (-\alpha\, d_1')\cos\beta\xi\ d\beta\ .$$

$$-\int_0^\infty A_2(\beta)\,\theta\ \text{exp.}\ (\theta\, d_1')\ \cos\ \beta\xi\ d\beta + \int_0^\infty B_2(\beta)\,\theta\ \text{exp.}\ (-$$

$$-\theta\, d_1')\ \cos\ \beta\xi\ d\beta = \int_0^\infty B_3(\beta)\,\alpha\ \text{exp.}\ (-\alpha\, d_1')\ \cos\ \beta\xi\ d\beta\ .$$

From these relations among the integrals, we may easily come to the relations between A_i and B_i, remarking that all integrals have the form: $\int_0^\infty f(\beta)\cos\beta\xi\ d\beta$. Now, from theory of Fourier's integrals, we have: $\int_0^\infty f(\beta)\cos\beta\xi\ d\beta = 0$, for any $\xi > 0$, which involves: $f(\beta) = 0$, hence the equality among integrals involves the equality among the coefficients which multiply $(\cos\beta\,\xi)$.

It is still necessary to write only the term: $-2\,h' \,/\, (h'^2 + \xi^2)$ in form of $\int_0^\infty f(\beta)\cos\beta\xi\ d\beta$, which is soon made on the ground of:

$$2\int_0^\infty \text{exp.}\ (-h'\beta)\cos\beta\xi\ d\beta = \int_0^\infty \text{exp.}\left[-h' - j\xi)\,\beta\right] d\beta +$$

$$+ \int_0^\infty \text{exp.}\left[-(h' + j\xi)\,\beta\right] d\beta = 2\,h' \,/\, (h'^2 + \xi^2)\ .$$

We obtain, in order to determine A and B, the following system of linear equation:

$$A_0 = A_1 + B_1 \ ,$$

$$-2 \exp.(-h' \beta) - \beta A_0 = \alpha(-A_1 + B_1) \ ,$$

$$A_1 \exp.(\alpha d_0') + B_1 \exp.(-\alpha d_0') = A_2 \exp.(\theta d_0') + B_2 \exp.(-\theta d_0') \ ,$$

$$\alpha \left[- A_1 \exp.(\alpha d_0') + B_1 \exp.(-\alpha d_0') \right] = \theta \left[- A_2 \exp.(\theta d_0') + \right. \qquad [17]$$

$$\left. + B_2 \exp.(-\theta d_0') \right] \ ,$$

$$A_2 \exp.(\theta d_1') + B_2 \exp.(-\theta d_1') = B_3 \exp.(-\alpha d_1') \ ,$$

$$\theta \left[- A_2 \exp.(\theta d_1') + B_2 \exp.(-\theta d_1') \right] = \alpha B_3 \exp.(-\alpha d_1') \ .$$

Since what more interesting is the field in air, we will limit ourselves to the determinations of A_0 from the above system.

Multiplying the penultimate of [17] by α, and subtracting from this the last, we obtain:

$$(\theta + \alpha) A_2 \exp.(\theta d_1') - (\theta - \alpha) B_2 \exp.(-\theta d_1') = 0 \ ,$$

$$B_2 = A_2 \exp.(2 \theta d_1') \cdot \{ (\theta + \alpha) / (\theta - \alpha) \} \ .$$

Substitution of last value in the third and the fourth of [17], gives for these:

$$A_1 \exp.(\alpha d_0') + B_1 \exp.(-\alpha d_0') =$$

$$= A_2 \left[(\theta + \alpha)(\theta - \alpha)^{-1} \exp. \{ (2 d' - d_0') \theta \} + \exp.(\theta d_0') \right] \ ,$$

$$\alpha \left[- A_1 \exp.(\alpha d_0') + B_1 \exp.(-\alpha d_0') \right] =$$

$$= \theta A_2 \left[(\theta + \alpha)(\theta - \alpha)^{-1} \exp. \{ (2 d' - d_0') \theta \} - \exp.(\theta d_0') \right] \ .$$

Elimination of A_2 between these two equations, gives, after simplification (recollecting that: $d_1' - d_0' = d'$):

$$\left[\nu^{-1} \exp.(\theta d_1') - \nu \exp.(-\theta d_1') \right] A_1 \exp.(\alpha d_0') +$$

$$- \left[\exp.(\theta d') - \exp.(-\theta d') \right] B_1 \exp.(-\alpha d_0') = 0 \ , \qquad [18]$$

$$\nu = (\theta - \alpha) / (\theta + \alpha) \ .$$

However, if the first two of [17] are solved for A_1, B_1, the results are the following:

$$A_1 = A_0 (\alpha + \beta) / 2 \alpha + \alpha^{-1} \exp. (-\beta h')$$
$$B_1 = A_0 (\alpha - \beta) / 2 \alpha - \alpha^{-1} \exp. (-\beta h') .$$

Substitution of these values in [18], and solution for A_0, gives finally: $A_0 = 2 f(\beta) \exp. (-\beta h')$

$$f(\beta) = \frac{-\left|\nu^{-1} \exp. (\theta d') - \nu \exp. (-\theta d')\right| \exp. (\alpha d_0') + \left[\exp. \left|\theta d') - \exp. (-\theta d')\right| \exp. (-\alpha d_0')}{(\alpha + \beta)\left|\nu^{-1} \exp. (\theta d') - \nu \exp. (-d')\right| \exp. (\alpha d_0') + (\alpha - \beta)\left|\exp. (\theta d') - \exp. (-\theta d')\right| \exp. (-\alpha d_0')} \quad [19]$$

hence, after substitution in [14a], we have definitively for *the electric field in air:*

$$\varphi = \ln (\varrho_0 / \varrho_1) + 2 \int_0^\infty f(\beta) \exp. \left|-(h' + \eta) \beta\right| \cos \xi \beta \, d\beta \, . \quad [20]$$

This formula coincides, for $d' \to +\infty$, with [30] of Evans, aside a factor (I), since our φ is the Φ / I in [2]. It may also be verified that, for $k = 1$, it coincides with *the Carson's formula for the normal field.*

It can be shown, besides, that for $\sigma \to \infty$, $(k \to \infty)$, $f(\beta)$ becomes independent of d' (thickness of interlayer), which is physically evident, since a perfectly conducting layer do not trasmit any field, (indepently of its thickness). Indeed, for $k = +\infty$, we have: $\nu = 1$ and:

$$f(\beta) = \left|-\exp. (\alpha d_0') + \exp. (-\alpha d_0')\right| / \left|(\alpha + \beta) \exp. (\alpha d_0') - (\alpha - \beta) \exp. (-\alpha d_0')\right|$$

according perfectly to the analogous formula, which, for $k \to \infty$ is obtained in [2].

§ 4. Now, let us examine (analogously to the first Part), the electric field at great distances from the cable.

As shown above in [2'], we have, for high values of: $\left|\xi^2 + (\eta + h')^2\right|^{1/2}$:

$$\int_0^\infty f(\beta) \exp. \left[-\beta (\eta + h')\right| \cos \beta \xi \, d\beta \approx$$
$$\approx f(o) \cdot (\eta + h') / \left|\xi^2 + (\eta + h')^2\right| + f^1(o) \left|(\eta + h')^2 - \xi^2\right| / \left|(\eta + h')^2 + \xi^2\right|^2 .$$

Substituting [21] in [20] and regarding only the case of cable placed on the ground $(h' - 0)$ and of field-measurements on the ground $(\eta = 0)$, we have:

$$\varphi = - 2 f'(o) / \xi^2 \ , \qquad [22]$$

i. e. *the asymptotic field, here too, shows a decrement inversely proportional to the square of the distance.*

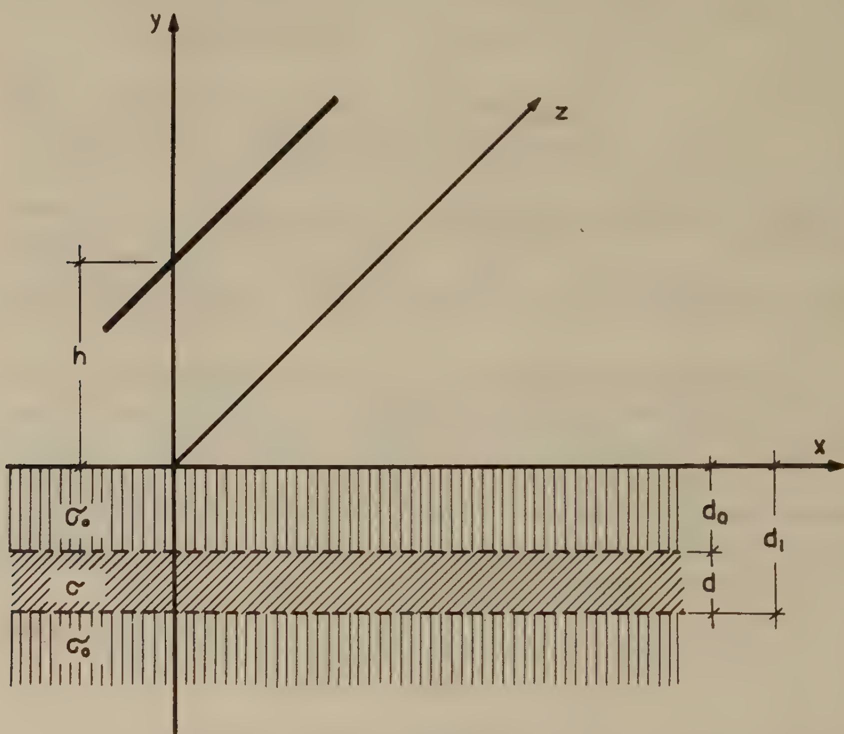


Fig. 3

As shown above in first Part, this proprierty may be used to verify for what distance the asymptotic formula is available.

However, the experimental value which should be compared with $f'(0)$, is simply the limit of $(-\varphi\,\xi^2 / 2)$, when $\xi \to \infty$, which may be obtained by extrapolation of the measurements of $(-\varphi\,\xi^2 / 2)$, graphically or with some other proceeding.

In order to express $f'(0)$ by means of d_0', d', k, it is convenient to introduce the function:

$$g(\beta) = \frac{-\left[\nu^{-1} \exp.(\theta d') - \nu \exp.(-\theta d')\right] \exp.(\alpha d_0') + }{\alpha\left[\nu^{-1} \exp.(\theta d') - \nu \exp.(-\theta d')\right] \exp.(\alpha d_0') + } \qquad [23]$$
$$\frac{+\left[\exp.(\theta d') - \exp.(-\theta d')\right] \exp.(-\alpha d_0')}{+\alpha\left[\exp.(\theta d') - \exp.(-\theta d')\right] \exp.(-\alpha d_0')}$$

and, in this case, $f(\beta)$ may be expressed by $g(\beta)$ as follows:

$$f(\beta) = g(\beta) / \left[1 - \beta g(\beta)\right] \quad ; \quad f'(\beta) = \left[g^1(\beta) + g'(\beta)\right] / \left[1 - \beta \cdot g(\beta)\right]^2$$
$$f'(0) = g'(0) + g^2(0) \; .$$

But: $g'(0) = 0$, since $g(\beta)$ is an even function of β; hence: $f'(0) = g^2(0)$; the [22] becomes: [22'] $\varphi \simeq -2\, g^2(0) / \xi^2$ where $g(0)$ must be calculated.

If we put: $\varepsilon = j^{1/2} = (1 + j) / \sqrt{2}$; $\lambda = \left(\sqrt{k} - 1\right) / \left(\sqrt{k} + 1\right)$; $\Delta = d' \sqrt{k} = c^{-1} d\, (4 \pi \sigma \omega)^{1/2}$ (it must be observed that Δ depends upon σ and d, in the same manner as d_0' upon σ_0 and d_0), we have, for $\beta = 0$, $\alpha = \varepsilon$, $\theta = \varepsilon \sqrt{k}$, $\nu = \lambda$, $\theta d' = \Delta$, $g(0) = V (j - 1) / \sqrt{2}$,

$$V = \frac{\left[\lambda^{-1} \exp.(\varepsilon \Delta) - \lambda \exp.(-\varepsilon \Delta)\right] \exp.(\varepsilon d_0') - }{\left[\lambda^{-1} \exp.(\varepsilon \Delta) - \lambda \exp.(-\varepsilon \Delta)\right] \exp.(\varepsilon d_0') + } \qquad [23]$$
$$\frac{-\left[\exp.(\varepsilon \Delta) - \exp.(-\varepsilon \Delta)\right] \exp.(-\varepsilon d_0')}{+\left[\exp.(\varepsilon \Delta) - \exp.(-\varepsilon \Delta)\right] \exp.(-\varepsilon d_0')}$$

and [22'] becomes):

$$\varphi \simeq 2\, j\, V^2 / \xi^2 \; . \qquad [22'']$$

If the normal field ($k = 1$) is designated by φ_n, which involves: $\lambda = 0$, $V = 1$ the equation takes the form:

$$\varphi_n \simeq 2\, j / \xi^2 \; , \qquad [22''']$$

which coincides with [7'].

Now, bearing in mind that: $\varphi / \varphi_n = E / E_n$ (E_n = normal electric strenght), [22''] may be written as follows too:

$$E / E_n = V^2 \; , \qquad [24]$$

to which it is convenient to give an other easier analitical form.

We designate by F the complex expression (which however may be obtained from the measurements):

$$F = \left[1 - (E / E_n)^{1/2}\right] / \left[1 + (E / E_n)^{1/2}\right] \qquad [25]$$

$(E / E_n)^{1/2}$ = principal value.

From (24), we have:

$$F = (1 - \Gamma) / (1 + \Gamma) ,$$

or: [26]

$$F = \exp.(-2\varepsilon d_0') \left[\exp.(\varepsilon \Delta) - \exp.(-\varepsilon \Delta)\right] / \left[\lambda^{-1} \exp.(\varepsilon \Delta) - \lambda \exp.(-\varepsilon \Delta)\right] .$$

If we put:

$$\delta_0 = d' \sqrt{2} \, , \; \delta = \Delta / \sqrt{2} \, , \; \tau = - \ln |\lambda| = \ln \left| \frac{\sqrt{k} + 1}{\sqrt{k} - 1} \right| ,$$

[26] becomes:

$$F = \pm \left\{ Sh \left[\delta (1 + j)\right] \exp. \left[- \delta_0 (1 + j)\right] / Sh \left[\delta + \tau + j \delta\right] \right\} \qquad [27]$$

where the (+) sign refers to case $k > 1$ (*conducting layer*), that (—) one to case $k < 1$ (*insulating layer*). F consists in two factors, one of which depends only upon δ_0, the other only upon δ and k, through: τ.

It is necessary to find the expressions of modulus $|F|$ and the phase: (arg F). Since:

$$|Sh (a + jb)| = \left|Sh (a + jb) \, Sh (a - jb)\right|^{1/2} = \left|(Ch \, 2a - \cos 2b) / 2\right|^{1/2} \qquad [28]$$

$$\arg Sh (a + jb) = \arg \left[Sh (a \cos \beta) + j \, Ch (a \operatorname{sen} \beta) \right] = \operatorname{arctn} (tn \beta / th \, a)$$

from [27] we have:

$$|F| = \exp. (- \delta_0) \left\{ \left[Ch (2 \delta) - \cos (2 \delta)\right] / \left[Ch \, 2 (\delta + \tau) - \cos 2 \delta\right] \right\}^{1/2}$$

$$\arg F = - \delta_0 + \operatorname{arctn} \left[tn \delta / th \delta \right] - \operatorname{arctn} \left[tn \delta / th (\delta + \tau) \right]$$

[29]

$$\arg F = \begin{cases} \pi \, , \text{ if } k < 1 \\ 0 \, , \text{ if } k > 1 \, . \end{cases}$$

From the first of [29], it is seen that $|F| < 1$, and decreases very rapidly with increasing of δ_0 or τ; the increase of τ signifies the approximation of k to unit. Unfortunately, in the value of $|F|$, the cases $k > 1$, $k < 1$ are not distinguishable: indeed, approximating τ to zero (remaining δ_0 and δ costant), $|F|$ tendes to (exp. $(-\delta_0)$; since $\tau \to 0$, whether for $k \to 0$, or for $k \to \infty$, this signifies that a not little value of $|F|$ may denote the presence of highly conducting or highly insulating interlayer.

Therefore the phase of F, where the term "discontinuous": (π for $k < 1$, or 0 for $k > 1$), distinguishes clearly the two cases, is much more significative.

Besides, this phase depends in a very simple manner upon the depth δ_0 of interlayer.

Tough from [29] it is not possible to determine: δ_0, δ, τ in practice *the second expression of* [29] *will permit, by itself, to ascertain if the layer is conducting or insulating.*

In fact, in order to (F) may be measurable (considering $|\overline{E}| \, |E_n|$), neither τ, nor δ_0 may reach very high values.

Consequence of this is that also (arg. F) will remain low enough, hence (when $k > 1$, or $k < 1$), (arg. F) will be more near 0 or π, respectively.

The expression, independent of δ_0, which for $k < 1$ is always $> \pi$, could help:

$$\arg F - \ln|F| = \operatorname{arctn}\left[tn\delta / th\delta\right] - \operatorname{arctn}\left[tn\delta / th(\delta + r)\right] +$$

$$+ \frac{1}{2} \ln\left[Ch\,2\,(\tau + \delta) - \cos 2\,\delta) / \left|Ch\,(2\,\delta) - \cos 2\,\delta\right| \right., \qquad [30]$$

$$\arg F - \ln|F| = +\pi \;, \text{ if } k < 1 : \; = 0 \;, \text{ if } k > 1 \;.$$

Hence: $0 < \arg F - \ln|F| < \pi$ designates a "conducting layer". We give the formulas for two limiting cases:

a) δ very great, then [26] becomes:

$$F = \lambda \exp. \left[-\delta_0\,(1 + j\right] \quad , \quad \text{hence: } |F| = |\lambda| \text{ exp. } (-\delta_0) \;;$$

$$\arg\; F = -\delta_0 = +\pi \text{ if } k < 1 \quad , \quad = 0 \text{ if } k > 1 \;.$$

b) δ, τ little, then we may put $(Sh\,\delta = \delta)$ and [27] becomes:

$$F = \pm \exp.\left[-\delta\,(1+j)\right]\delta\,(1+j)\,/\left[\delta\,(1+j) + \tau\right]$$

$$|F| = \delta \exp.(\delta_0)\,/\left[\delta^2 + \tau\,\delta + \tau^2/2\right]^{1/2}\ ;$$

$$\arg F = -\,\delta_0 + \operatorname{arctn}\left[\tau\,/\,(\tau + 2\,\delta)\right] \doteq \begin{cases}+\pi\\ 0\end{cases}.$$

If $k > 1$, and δ, τ are little, we have a thin conducting interlayer of high conductivity. If $k < 1$, and δ, τ are little, we have a interlayer of very low conductivity in respect of that of the embedding ground, but not necessarily very thin.

Indeed, δ is proportional to the conductivity of the interlayer, and hence it may be very little, without that "d" becomes necessarily little.

Our problem is completely resolved.

SUMMARY

The A. studies the e. m. field, generated by a rectilinear infinitely long cable (carrying an alternating current), placed on the surface of a ground with horizontal infinitely long "interlayer". The interlayer can be "surface outcropping" or be placed into the homogeneous ground, at a determinate depth.

After elimination of usual limitations about the minimum thickness of this layer (infinitely little and infinitely conducting), the A. solves the problem pertinent to the difference of conductivity ($\gtrless 0$) *with the underlayer. In the first Part, the A. comes to the solution of the "integral problem" of outcropping layer, or of covering layer of an homogeneous isotropic ground.*

In the second Part, the solution of the "integral problem" of the interstratum placed at determinate depth, of finite thickness, with any difference of conductivity in respect to the embedding medium, is given.

In § 1), the A., at first, follows the Haberlandt's and Evans's theories, departing from a fundamental deduction by Evans about the e. f., as function of the thickness of the superficial conducting layer.

This justifies introduction of the physical-geometric notions, as "thin layer", "critical thickness", binded to characteristic e. m. properties.

The A. attained recently, with some variants, the same deductions,

using " dipolar exciters ". See: " The function of the thin conducting layer " (with effect of e. m. pseudo-resonance, low frequency) — Geofisica Pura ed Applicata — Vol. 31 — Milano (1955).

In § 2), after simple asymptotic formulas (regarding e. f. E), the A studies the e. f. E as function of the thickness of the layer and of the underlayer, giving particular diagrams.

Not perfect coincidence with Evans's results, may be easily justified, but it is well to put in evidence that, substantially, the same law of the variation of E with thickness of superficial layer is obtained. This law is here extended to the case (also important) of the superficial layer with greater resistivity than the underlayer.

In § 3), the A. develops the problem of real " interstratum ", placed at determinate depth, in a indefinite homogeneous ground. Following same analitical proceding of the first Part, the expression of e. f. in air is given, which coincides with that Evans's one, for infinite thickness of the interlayer, and with that Carsons's one of normal e. f.

In § 4), the asymptotic e. f. (i. e. at great distance from the cable) is examined, finding analogous formulas to the first Part.

Finally, the A. establishes the modalities for determining depth and electric characteristic of the interlayer (with reference to those of embedding medium), giving, the first time, the complete solution of the problem.

RIASSUNTO

L'A. studia il campo e. m. (elettromagnetico) provocato da un cavo infinitamente lungo (percorso da corrente alternata a bassa frequenza), posto sulla superficie orizzontale d'un terreno con interstrato infinitamente esteso parallelo alla superficie del suolo.

L'interstrato di spessore finito può affiorare alla superficie o considerarsi posto nel suolo omogeneo ad una profondità data, situazione per la prima volta qui esaminata.

Dopo eliminate le limitazioni abituali sullo spessore minimo di questo strato (in generale assunto dai precedenti AA. infinitamente piccolo e infinitamente conduttivo), l'A. risolve il problema generale dell'interstrato a spessore finito a conduttività differenziale pure finita, affiorante o no.

Nella 1^a Parte si da la soluzione quando l'interstrato affiora in superficie, nella 2^a Parte si da la soluzione completa quando l'interstrato è profondo.

BIBLIOGRAPHY

(1) HABERLANDT G., *Theorie der Leitung von Wechselstrom durch die Erde.* Zeit. f. ang. Math. und Mech., 1926.

(2) EVANS H. P., *A two dimensional Boundary value Problem for the Transmission of Alternating Currents through a semi-infinite heterogeneous conducting Medium.* Physical Review, 1930, Vol. 36.

(3) WAIT J. R., *The Electric Fields of a Long Current-Carrying Wire on a Stratified Earth.* Journal of Geophysical Research, Vol. 57, 4, December, 1952.

(4) — Appl. Sci. Res., Sec. B, Vol. 3, pp. 279-92, 1953.

(5) BELLUIGI A., *La funzione dello strato elettricamente conduttivo sottile.* Rivista " Geofisica Pura e Applicata ", Milano, 32, 1955.

— *Campo generato da un cavo percorso da corrente alternata, disteso su un terreno con interstrato.* Rivista " Geofisica Pura e Applicata ", Milano, p. 71-101, Vol. 32, 1955.

SUL GRADIENTE DI TEMPERATURA NECESSARIO PER LA FORMAZIONE DI "LOW-VELOCITY LAYERS"

P. E. Valle

Introduzione. È noto che se la velocità delle onde sismiche, a partire da una certa profondità, diminuisce raggiungendo un minimo e poi cresce nuovamente, si forma un «low-velocity layer» o strato di bassa velocità.

Affinchè tale strato si formi è necessario che il decremento della velocità sia superiore a

$$\frac{dv}{dh} = -\frac{v}{R-h} \qquad [1]$$

nella quale v è la velocità delle onde sismiche, h la profondità ed R il raggio della Terra.

L'effetto di uno strato di bassa velocità sulla propagazione delle onde sismiche, dipende dalla posizione del centro di perturbazione rispetto allo strato.

Se il centro di perturbazione è situato nello strato o al disopra dello strato, sulla superficie della Terra si forma una «shadow zone».

Secondo recenti ricerche ([1-10]) sembra che esistano due strati di bassa velocità nella litosfera e uno nell'astenosfera.

Per quanto riguarda la causa della diminuzione della velocità delle onde sismiche, B. Gutenberg ([7]) ritiene che per gli strati di bassa velocità esistenti nella litosfera, tale diminuzione sia da attribuirsi ad un cambiamento di fase dei materiali ed eventualmente alla temperatura, mentre attribuisce alla sola temperatura la formazione dello strato di bassa velocità esistente nell'astenosfera.

F. Birch ([11]), sulla base di dati di laboratorio, ha valutato che il gradiente di temperatura minimo necessario alla formazione di uno strato di bassa velocità, si aggira intorno ai 6°/Km per uno strato omogeneo di rocce ultrabasiche.

In questa nota si suppone che la formazione degli strati di bassa velocità sia dovuta esclusivamente alla temperatura e che tali strati siano omogenei.

Con queste ipotesi vengono stabiliti separatamente per le onde longitudinali e trasversali, i gradienti minimi necessari alla formazione di detti strati.

Teoria. Si consideri uno strato omogeneo. La velocità delle onde elastiche, che verrà indicata con v, si può pensare in generale funzione della densità ϱ e della temperatura T, ossia

$$v = v(\varrho, T) \,. \qquad [2]$$

La variazione di v con la profondità sarà quindi data da

$$\frac{dv}{dh} = \left(\frac{\partial v}{\partial \varrho}\right)_T \frac{d\varrho}{dh} + \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_\varrho \frac{dT}{dh} \,. \qquad [3]$$

D'altra parte, indicando con p la pressione, con K_T l'incompressibilità isoterma e con α la dilatazione termica, si ha

$$\frac{d\varrho}{dh} = \frac{\varrho}{K_T}\frac{dp}{dh} - \alpha\varrho\frac{dT}{dh} \qquad [4]$$

dove, supponendo lo strato in equilibrio idrostatico, risulta

$$dp = \varrho g \, dh \,. \qquad [5]$$

Introducendo la [4] e la [5] nella [3], si ottiene

$$\frac{dv}{dh} = \left(\frac{\partial v}{\partial \varrho}\right)_T \frac{\varrho^2 g}{K_T} + \left[\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_\varrho - \alpha\varrho\left(\frac{\partial v}{\partial \varrho}\right)_T\right]\frac{dT}{dh} \,. \qquad [6]$$

Indicando con τ_c, o gradiente critico (12), il gradiente di temperatura per cui la velocità delle onde elastiche rimane costante al variare di h, e con τ_0 il gradiente minimo necessario per la formazione di uno strato di bassa velocità, si ottiene facilmente dalla [6] e dalla [1]

$$\tau_c = -\frac{\varrho g}{\alpha K_T}\frac{1}{1-q} \qquad [7]$$

$$\tau_0 = \tau_c + \frac{v}{\alpha\varrho(R-h)\left(\dfrac{\partial v}{\partial \varrho}\right)_T}\frac{1}{1-q} \qquad [8]$$

nelle quali

$$q = \frac{\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_\varrho}{\alpha \varrho \left(\frac{\partial v}{\partial \varrho}\right)_T} . \qquad [9]$$

Ora, se si suppone lo strato ad una temperatura superiore alle temperature caratteristiche, le velocità isoterme dedotte dalla teoria classica dei solidi, risultano date da [13]

$$v_m = v_{om} \left(\frac{\varrho_o}{\varrho}\right)^{1/3} e^{\gamma_{om}\left(1 - \frac{\varrho_o}{\varrho}\right)} \qquad [10]$$

con

$$\gamma_m \varrho = \gamma_{om} \varrho_o$$

$$(m = l\,, t)$$

nelle quali l'indice l si riferisce alle onde longitudinali e l'indice t alle onde trasversali.

Le velocità delle onde sismiche sono però velocità adiabatiche. Indicando al solito con v_P la velocità delle onde sismiche longitudinali, con v_S la velocità delle onde sismiche trasversali, dato che la rigidità isoterma coincide con la rigidità adiabatica e risulta inoltre

$$\frac{K_T}{\varrho} = v_l^2 - \frac{4}{3} v_t^2$$

$$\frac{K_S}{\varrho} = v_P^2 - \frac{4}{3} v_S^2 \qquad [11]$$

$$K_S = K_T (1 + \alpha \gamma T)$$

si avrà

$$v_S = v_t \qquad [12]$$

$$v_P^2 = v_l^2 + \frac{\alpha \gamma K_T T}{\varrho} , \qquad [13]$$

dove

$$\gamma = \frac{\gamma_l + 2 \gamma_t}{3} .$$

Onde trasversali. Dato che la velocità delle onde trasversali non dipende esplicitamente dalla temperatura, almeno entro i limiti in cui si può ritenere valida la teoria classica dei solidi, dalla [10] risulta

$$q = 0$$

$$\left(\frac{\partial v_S}{\partial \varrho}\right)_T = \frac{\partial v_t}{\partial \varrho} = \frac{v_t}{\varrho} \left(\gamma_t - \frac{1}{3}\right) \qquad [14]$$

e quindi, dato che $K_S \simeq K_T$, la [7] e la [8] forniscono le relazioni

$$\tau_c \simeq \frac{\varrho g}{\alpha K_S} \qquad [15]$$

$$\tau_o = \tau_c + \frac{1}{\alpha (R - h)\left(\gamma_t - \frac{1}{3}\right)} \, . \qquad [16]$$

Onde longitudinali. Se si tiene conto che

$$\alpha K_T = \alpha_o K_{oT}$$

$$\gamma \varrho = \gamma_o \varrho_o$$

dalla [13] si ha

$$\left(\frac{\partial v_P}{\partial \varrho}\right)_T = \frac{v_l}{v_P}\frac{\partial v_l}{\partial \varrho} - \frac{\alpha \gamma K_T T}{v_P \varrho^2} \qquad [17]$$

$$\left(\frac{\partial v_P}{\partial T}\right)_\varrho = \frac{\alpha \gamma K_T}{2 \varrho v_P} \, . \qquad [18]$$

La prima delle due precedenti relazioni può essere scritta nella forma

$$\left(\frac{\partial v_P}{\partial \varrho}\right)_T = \frac{v_l^2}{\varrho v_P}\left(\gamma_l - \frac{1}{3}\right) - \frac{K_S - K_T}{v_P \varrho^2} \, . \qquad [19]$$

Poichè si può ritenere $K_S \simeq K_T$, $v_P \simeq v_l$, si ha

$$\left(\frac{\partial v_P}{\partial \varrho}\right)_T \simeq \frac{v_P}{\varrho}\left(\gamma_l - \frac{1}{3}\right) \qquad [20]$$

e quindi si ottiene

$$q \simeq \frac{\gamma K_S}{2 \varrho v_P^2 \left(\gamma_l - \frac{1}{3}\right)} \, . \qquad [21]$$

Dalla [7] e dalla [8] poi risulta

$$\tau_c \simeq \frac{\varrho g}{\alpha K_S}\frac{1}{1 - q} \qquad [22]$$

$$\tau_o \simeq \tau_c + \frac{1}{a(R-h)\left(\gamma_l - \frac{1}{3}\right)} \frac{1}{1-q} \quad [23]$$

Gradiente di temperatura necessario per la formazione del « low-velocity layer » nell'astenosfera.

Le relazioni [15], [16], [22] e [23] possono essere applicate allo strato di bassa velocità esistente nell'astenosfera per valutare almeno l'ordine di grandezza dei gradienti di temperatura minimi, relativi alle onde longitudinali e trasversali, necessari per la formazione dello strato.

Ora, secondo B. Gutenberg, la profondità a cui si trova il suddetto strato è compresa tra 60 e 150 km per le onde longitudinali e tra 60 e 250 km per le onde trasversali.

Peraltro considerato che il valore di h non è critico si può assumere $h = 100$ km.

Per quanto riguarda il valore degli altri parametri che compaiono nelle relazioni sopracitate, si può porre

$$v_P \simeq 7{,}8 \text{ km/sec}$$
$$v_S \simeq 4{,}4 \text{ km/sec}$$
$$\varrho \simeq 3{,}4 \text{ g/cm}^3$$
$$K_S \simeq 1{,}19\,10^{12} \text{ dine/cm}^2$$
$$g \simeq 10^3 \text{ cm/sec}^2$$
$$R = 6371 \text{ km}$$
$$\gamma \simeq 1{,}5$$
$$a \simeq 4\ 10^{-5} \text{ gradi}^{-1}$$
$$\gamma_l - \frac{1}{3} \simeq \gamma$$
$$\gamma_t - \frac{1}{3} \simeq 1\,.$$

Mediante questi dati, si sono ottenuti dalle [15], [16], [22] e [23] i gradienti di temperatura contenuti nella seguente tabella.

Onde P		Onde S	
q	0,29	q	0
τ_c	10°/Km	τ_c	7°/Km
τ_o	14°/Km	τ_o	11°/Km

Questi valori possono naturalmente essere soggetti a revisione.

Comunque il loro ordine di grandezza sembra ragionevole e quindi accettabile.

È interessante notare che il gradiente di temperatura minimo necessario per la formazione dello strato di bassa velocità relativo alle onde longitudinali è sensibilmente superiore all'analogo gradiente relativo alle onde trasversali. Questo fatto spiega perchè lo spessore dello strato di bassa velocità delle onde trasversali sia maggiore dello spessore dello strato di bassa velocità delle onde longitudinali.

Lo strato di bassa velocità delle onde longitudinali dovrebbe peraltro essere contenuto nello strato di bassa velocità delle onde trasversali.

Roma, Istituto Nazionale di Geofisica, 1 febbraio 1956.

RIASSUNTO

Nella crosta e nel mantello esterno della Terra esistono « low-velocity layers » o strati di bassa velocità per le onde sismiche.

La diminuzione della velocità di queste onde puo essere attribuita alla temperatura e pertanto si è sviluppata una teoria allo scopo di valutare il gradiente di temperatura minimo necessario alla formazione di detti strati.

La teoria è stata applicata all'astenosfera.

Il gradiente di temperatura minimo necessario alla formazione di uno strato di bassa velocità nell'astenosfera è risultato pari a circa 14°/km per le onde longitudinali e pari a circa 11°/km per le onde trasversali.

Il fatto che il gradiente relativo alle onde trasversali risulti minore del gradiente relativo alle onde longitudinali spiega perchè lo spessore dello strato di bassa velocità delle onde trasversali risulti maggiore dello spessore dell'analogo strato delle onde longitudinali.

SUMMARY

An evaluation of the gradient of temperature required to produce a "low-velocity layer" is made.

In the asthenophere a "low-velocity layer" may be produced if the gradient of temperature is higher than 14°/km for P waves and 11°/km for S waves.

BIBLIOGRAFIA

(1) GUTENBERG B., *Variation in physical properties within the Earth's crustal layers*. Am. Journal Sc., 243-A, 285-312 (1945).

(2) — *On the relatively low wave velocity at a depth of about 80 Kilometers*. Bull. Seism. Soc. Am. 38, 121-148 (1948).

(3) — *Crustal layers of the continents and and Oceans*. Bull. Geol. Soc. Am., 62, 427-440 (1951).

(4) — *Wave velocities at depths between 50 and 600 Kilometers*. Bull. Seism. Soc. Am. 43, 223-232 (1953).

(5) — *Low-velocity layers in the Earth's Mantle*. Bull. Geol. Soc. Am., 65, 337-348 (1954).

(6) — *Effects of low-velocity layers*. Geof. pura e applicata, 28, 1-10 (1954).

(7) — *Wave velocities in the Earth's crust*. Geol. Soc. Am., Special paper 62 (1955).

(8) — *Channel waves in the Earth's crust*. Geophysics, 2, 283-294 (1955).

(9) CALOI P., *Onde longitudinali e trasversali guidate dall'astenosfera*. Acad. Lincei Classe Sc. mat. nat., 15, 352-357 (1953).

(10) BÅTH M., *The elastic waves Lg and Rg along Euroasiatic paths*. Arkiv för Geofysik, B. 2, n. 13, 295-342 (1954).

(11) BIRCH F., *Elasticity and constitution of the Earth's interior*. J. Geophs. Res., 57, 227-286 (1952).

(12) VALLE P. E., *Sull'omogeneità e sullo stato di equilibrio del mantello interno della Terra*. Ann. Geof., VII, 33-44 (1954).

(13) — *An equation of state for solids*. Ann. Geof., VI, 183-197 (1953).

VENTO MASSIMO IN QUOTA SUL MEDITERRANEO

FELICE DI BENEDETTO

Introduzione. — Questo lavoro ha lo scopo di fornire una teoria dei venti massimi in quota ed, in particolare, indicazioni pratiche sulle quote dei venti massimi rispetto ad alcune superficie fondamentali di riferimento (tropopausa, 500 e 300 millibar), nella zona del Mediterraneo.

Determinazione analitica della quota del vento massimo. — Nell'ipotesi che il flusso sia « geostrofico », la grandezza v della velocità del vento è espressa dalla nota formula:

$$v = \frac{G}{l\varrho} = -\frac{1}{l\varrho}\frac{\partial p}{\partial n} \qquad [1]$$

dove $l = 2\,\omega$ sen φ è il parametro di Coriolis (ω la velocità angolare della terra e φ la latitudine), ϱ la densità dell'aria e $-\partial p/\partial n$ l'intensità del gradiente barico orizzontale.

Si osserva subito che v è funzione del parametro z (quota) per il tramite della densità ϱ, variabile con la quota ed il gradiente barico orizzontale, a sua volta funzione dell'altezza.

Allo scopo di determinare la quota alla quale v diventa massimo, nell'ipotesi che le caratteristiche del moto si conservino geostrofiche a tutte le quote, occorre eguagliare a zero la derivata della [1] rispetto a z. Si ha, così:

$$\frac{1}{\varrho}\frac{\partial p}{\partial n}\cdot\frac{\partial \varrho}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial n}\left(\frac{\partial p}{\partial z}\right) = 0 \qquad [2]$$

nella quale si adottano i simboli di derivazione parziale in quanto ϱ e $\partial p/\partial n$ sono variabili nei vari piani orizzontali e, quindi, funzioni non solo di z ma anche delle coordinate orizzontali x e y e, per il teorema di Schwartz, si è invertito l'ordine di derivazione del secondo termine della [2].

Trasformiamo la [2] in modo da far comparire la variabile T (temperatura assoluta) anzicchè la densità ϱ. Derivando logaritmicamente rispetto a z l'equazione caratteristica dei gas:

$$p = R\varrho T \qquad [3]$$

e, utilizzando l'equazione fondamentale della statica:

$$\frac{1}{p}\frac{\partial p}{\partial z} = -\frac{g}{RT} \qquad [4]$$

si ottiene l'espressione:

$$\frac{1}{\varrho}\frac{\partial \varrho}{\partial z} = \left(\gamma - \frac{g}{R}\right)\frac{1}{T} \qquad [5]$$

nella quale $\gamma = -\partial T/\partial z$ è il gradiente termico verticale e T è la temperatura assoluta.

D'altra parte:

$$\frac{\partial}{\partial n}\left(\frac{\partial p}{\partial z}\right) = -\frac{g}{R}\frac{\partial}{\partial n}\left(\frac{p}{T}\right) = \frac{g}{RT^2}\,p\,\frac{\partial T}{\partial n} - \frac{g}{RT}\frac{\partial p}{\partial n}\,. \qquad [6]$$

Sostituendo la [5] e la [6] nella [2] e semplificando, si ottiene:

$$\frac{1}{p}\frac{\partial p}{\partial n} - \frac{g}{R\gamma T}\frac{\partial T}{\partial n} = 0 \qquad [7]$$

che è la relazione cercata.

Supponiamo, inoltre, che, nelle condizioni più generali, la stratificazione atmosferica sia politropica, vale a dire, la temperatura T sia data da:

$$T = T_0 - \gamma z \qquad [8]$$

nella quale T_0 è la temperatura «al suolo» e $\gamma = -\partial T/\partial z$ è il gradiente termico verticale.

Si ha:

$$\frac{\partial T}{\partial n} = \frac{\partial T_0}{\partial n} - \frac{d\gamma}{dn}\,z\,. \qquad [9]$$

D'altra parte, per un'atmosfera politropica la pressione p alla quota z è espressa da:

$$p = p_0\left(\frac{T}{T_0}\right)^{\frac{g}{R\gamma}} \qquad [10]$$

Derivando logaritmicamente la [10] rispetto ad n, tenendo conto della [9] e semplificando, si ottiene:

$$\frac{1}{p_0}\frac{\partial p_0}{\partial n} - \frac{g}{R\gamma}\frac{1}{T_0}\frac{\partial T_0}{\partial n} - \frac{g}{R\gamma^2}\frac{d\gamma}{dn}\,ln\,\frac{T}{T_0} = 0\,. \qquad [11]$$

Da cui:

$$T = T_0 \, e^{\left(\frac{R}{g} \gamma \frac{1}{p_0} \frac{\partial p_0}{\partial n} - \frac{1}{T_0} \frac{\partial T_0}{\partial n} \right) \frac{\gamma}{\frac{d\gamma}{dn}}}$$

che, per la [8], diventa:

$$z = \frac{T_0}{\gamma} \left\{ 1 - e^{\left(\frac{R}{g} \gamma \frac{1}{p_0} \frac{\partial p_0}{\partial n} - \frac{1}{T_0} \frac{\partial T_0}{\partial n} \right) \frac{\gamma}{\frac{d\gamma}{dn}}} \right\} . \qquad [12]$$

Per le applicazioni, è sufficiente fermarsi al secondo termine della serie esponenziale, per cui:

$$z = \frac{T_0}{\gamma} \left(\frac{1}{T_0} \frac{\partial T_0}{\partial n} \gamma - \frac{R\gamma^2}{g} \frac{1}{p_0} \frac{\partial p_0}{\partial n} \right) \frac{1}{\frac{d\gamma}{dn}} . \qquad [13]$$

Mentre l'altezza dell'atmosfera politropica (*) è espressa da T_0/γ, l'altezza alla quale il vento geostrofico assume il massimo valore è espressa dalla [12] o dalla [13] e, quindi, com'era naturale, è una frazione dell'altezza dell'atmosfera politropica.

Dalla [13] risulta per z una quantità finita anche quando $\partial T_0/\partial n = 0$ oppure $\partial p_0/\partial n = 0$, cioè per masse d'aria orizzontalmente omogenee o in assenza di vento al suolo.

L'altezza del vento geostrofico massimo risulta indeterminata nel caso particolare in cui $d\gamma/dn = 0$, in quanto dalla [11] risulta:

$$\frac{1}{p_0} \frac{\partial p_0}{\partial n} = \frac{g}{R\gamma} \cdot \frac{1}{T_0} \cdot \frac{\partial T_0}{\partial n}$$

e, quindi, la [13] si presenterebbe nella forma indeterminata $0/\infty$.

Condizione necessaria e sufficiente per l'esistenza del massimo. — Dalla derivata prima della [1]

$$\frac{\partial v}{\partial z} = \frac{1}{p} \frac{\partial p}{\partial n} - \frac{g}{R\gamma T} \frac{\partial T}{\partial n}$$

(*) L'altezza dell'atmosfera politropica corrisponde alla condizione $p = 0$ e si ottiene dalla [10]. Per $T_0 = 273$ e $\gamma = 6$ °C/Km, $z = 45{,}5$ Km.

si ottiene, invertendo l'ordine di derivazione:

$$\frac{\partial^2 v}{\partial z^2} = \frac{1}{p} \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{\partial p}{\partial z} \right) - \frac{1}{p^2} \frac{\partial p}{\partial n} \frac{\partial p}{\partial z} + \\ + \frac{g}{R\gamma} \frac{1}{T^2} \frac{\partial T}{\partial n} \frac{\partial T}{\partial z} - \frac{g}{R\gamma T} \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right) . \qquad [14]$$

Per la [4] e la [6] la [14] diventa:

$$\frac{\partial^2 v}{\partial z^2} = \frac{g}{R T^2} \frac{\partial T}{\partial n} - \frac{g}{R p T} \frac{\partial p}{\partial n} + \frac{g}{R p T} \frac{\partial p}{\partial n} - \\ - \frac{g}{R T^2} \frac{\partial T}{\partial n} + \frac{g}{R \gamma T} \frac{d\gamma}{dn} = \frac{g}{R \gamma T} \frac{d\gamma}{dn} . \qquad [15]$$

Dalla [15] risulta subito che la condizione necessaria e sufficiente per l'esistenza del vento massimo (geostrofico) in quota è che $d\gamma/dn < 0$. In altre parole, la massa d'aria « fredda » *deve* trovarsi alla sinistra del vettore rappresentativo del vento geostrofico. Il risultato ora ottenuto concorda con le note regole relative al vento termico, nel caso particolare del vento geostrofico. Il criterio precedente è atto anche a giustificare, nel caso schematico esaminato, la esistenza della « corrente a getto ».

Applicazioni pratiche. — Riferiamoci al caso di una massa d'aria artica che si presenta con il gradiente termico verticale γ eguale a 8 °C/km sull'Europa centrale e con il gradiente termico verticale eguale a 7,7 °C/km sull'Italia centrale. Ne risulta per $d\gamma/dn$, il valore medio 0,0003 °C/km. Sia, inoltre:

$$\frac{\partial T_0}{\partial n} = 0{,}02 \text{ °C/km}$$

$$T_0 = 285 \text{ °K}$$

$$p_0 = 1000 \text{ mb}$$

$$\frac{\partial p_0}{\partial n} = 0{,}035 \text{ mb/km} .$$

Adottando i suddetti valori nella [13], si ottiene, in conformità con le osservazioni, il seguente valore per l'altezza del vento massimo: $z = 8000$ m.

Vento massimo in quota sul mediterraneo. — È noto che in aerologia la procedura tecnica normale è atta a fornire la direzione e la velocità del vento per quote elevate soltanto in corrispondenza delle superficie isobariche principali (500, 300, 200 e 100 mb). Al contrario, la conoscenza della distribuzione dei massimi relativi dei venti in quota, limitata agli Stati Uniti, ([1,2]), è indispensabile per la zona del Mediterraneo, in vista del fatto che questa zona è raramente interessata dalla cosiddetta « corrente a getto », fenomeno anemologico che ha assorbito la massima attenzione da parte dei meteorologi italiani e stranieri.

Nella scelta del materiale di spoglio, sono stati presi in considerazione 2850 sondaggi termodinamici contenenti non solo i dati relativi al vento fino a 200 mb, ma anche un tipo ben definito di tropopausa, per le seguenti stazioni del Mediterraneo:

Algeri (Maison Blanche)	36°43′ N	03°14′ E	m. 28	s. l. m.
Ankara	39°57′ N	32°53′ E	m. 891	» » »
Atene (Hassani)	37°54′ N	23°48′ E	m. 8	» » »
Brindisi	40°39′ N	17°57′ E	m. 16	» » »
Elmas	39°15′ N	09°03′ E	m. 12	» » »
Malta (Qrendi)	35°50′ N	14°27′ E	m. 135	» » »
Messina	38°12′ N	15°33′ E	m. 54	» » »
Milano (Linate)	45°28′ N	09°17′ E	m. 121	» » »
Nimes	43°51′ N	04°24′ E	m. 60	» » »
Roma (Ciampino)	41°48′ N	12°35′ E	m. 122	» » »

Sulla scorta di questi dati, sono stati tracciati alcuni diagrammi che verranno illustrati in seguito.

Per poter fornire indicazioni precise circa l'interpretazione dei diagrammi riportati, occorre tener presente quanto segue.

La tropopausa, definita una volta come la superficie di separazione fra la troposfera e la stratosfera, si presenta, da ricerche dettagliate recenti (Byers ([3]), Flohn e Penndorf ([4])) non come una superficie, ma piuttosto come uno strato d'aria. In questo strato, poichè il gradiente termico verticale γ può essere $\lesseqgtr 0$, la tropopausa assume rispettivamente una delle seguenti caratteristiche:

Tipo I (normale) $\partial T / \partial z = 0$

Tipo II (ascendente) $\partial T / \partial z > 0$

Tipo III (subsidente) $\partial T / \partial z < 0$

In verità, non sempre in pratica l'esame della curva di stato conduce categoricamente ad uno dei tre tipi precedenti. Poichè l'individuazione della tropopausa «principale» e, quindi, della sua altezza, risulta problematica, sono stati scartati tali casi dalla serie dei 2850 sondaggi scelti.

Nel complesso, la tropopausa viene individuata in base alla seguente definizione (1):

« La tropopausa è situata nel punto più basso del sondaggio, dove il gradiente termico verticale decresce fino a 2° C/km d'altezza o meno e presenta un valore medio minore o eguale a 2 °C/km per i primi due km d'altezza al di sopra del suddetto punto ».

Fanno eccezione gli strati medi e bassi stabili della troposfera e degli strati frontali, facilmente riconoscibili dalla carta generale del tempo.

Descrizione dei diagrammi. — Nella fig. 1, si riportano in ascisse le differenze $H_T - H_M$ in km, fra l'altezza della tropopausa e l'altezza del vento massimo, per le stazioni di radiosondaggio suddetto, per tutte le stagioni e a prescindere dai tipi di propopausa; in ordinate le frequenze percentuali delle differenze riportate in ascisse.

Dalla fig. 1 risulta un massimo assoluto (33,4 %) in corrispondenza della tropopausa e di altri due massimi (dell'ordine del 5 %) a due-tre km al di sopra e al di sotto della tropopausa. Esiste, inoltre, una serie di massimi relativi (1–2 %) la cui presenza si spiega per il fatto che sono stati presi in considerazione tutti i valori relativi alla velocità del vento senza prescindere dalla località o dal tipo di tropopausa.

Nella fig. 2, la distribuzione percentuale è relativa alla differenza $H_M - H_{500}$ (differenza fra l'altezza del vento massimo e altezza della superficie di 500 mb, mentre nella fig. 3 il diagramma è relativo alla differenza $H_M - H_{300}$ (differenza fra l'altezza del vento massimo e l'altezza della superficie di 300 mb per le stesse stazioni di radiosondaggio della fig. 1 e per tutte le stagioni.

Questi diagrammi relativi alle figg. 2 e 3 sono di notevole importanza in quanto forniscono la posizione del vento massimo rispetto alle superficie di riferimento con procedimento scevro d'incertezze, come accade, riferendo il vento massimo alla tropopausa. Essi danno, inoltre, precise indicazioni circa l'utilità di queste superficie che sono alla base dei servizi aerologici nazionali ed internazionali, agli effetti dell'indicazione della quota « economica » di volo. La fig. 2 mostra chiaramente l'esistenza di due massimi (6,7 %) al di sopra della superficie di 500 mb e un altro massimo (3 %) in corrispondenza della superficie stessa. È evidente l'esistenza dei massimi al di sopra della superficie di 500 mb,

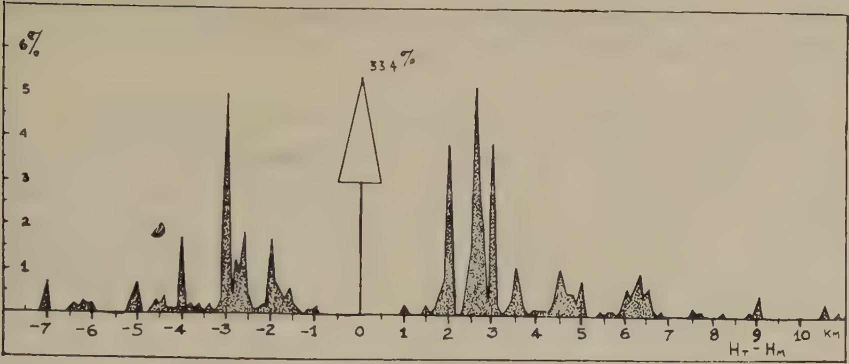


Fig. 1

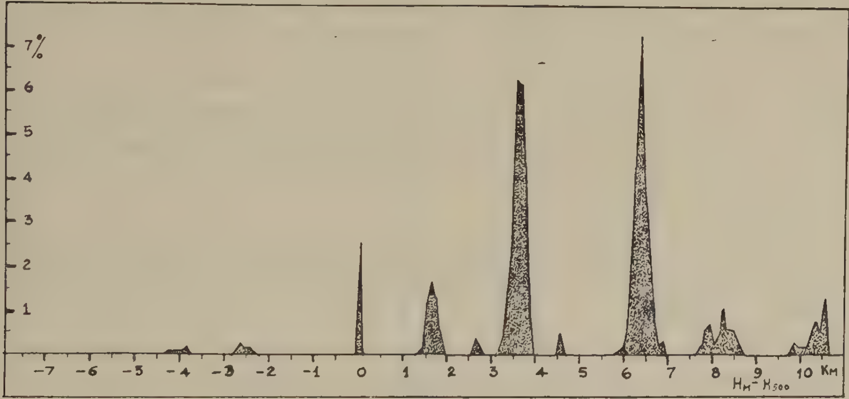


Fig. 2

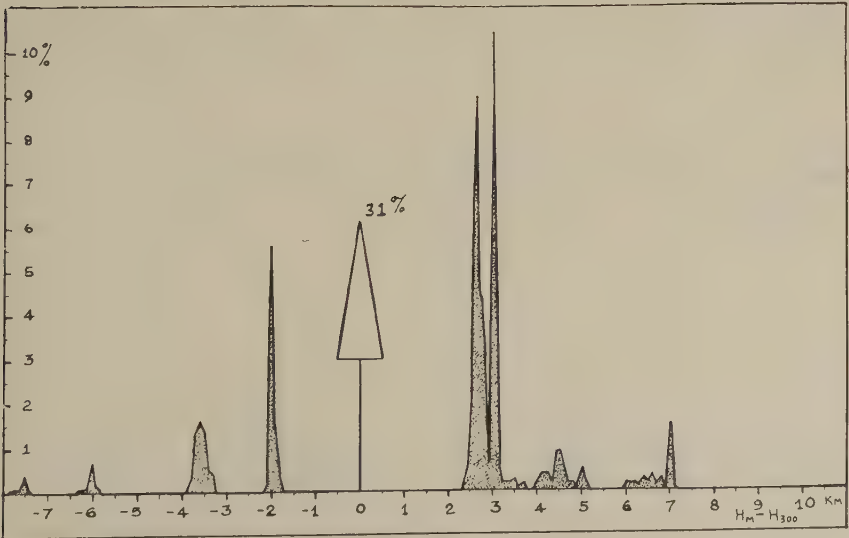


Fig. 3

mentre i casi sporadici indicati in fig. sono da attribuirsi al fatto che anche per questo diagramma sono stati considerati validi tutti i valori della velocità del vento.

La fig. 3, relativa alla superficie di 300 mb, confrontata con la fig. 1, mette in rilievo l'analogia dei due diagrammi, a conferma del fatto che la tropopausa (di qualunque tipo) generalmente si presenta alla quota di 300 mb. La conseguenza importante di questo grafico è immediata: la superficie di 300 mb può, in generale, sostituirsi alla rappresentazione sinottica della tropopausa, quando si tratta di fornire indicazioni relative al vento massimo.

Le figg. 4, 5 e 6 forniscono la distribuzione delle frequenze $H_T - H_M$ (differenza fra l'altezza della tropopausa e l'altezza del vento massimo) per le stazioni di radiosondaggio del Mediterraneo e per tutte le stagioni rispettivamente per la tropopausa del tipo I, II e III.

Da questi diagrammi risulta che il tipo più frequente è il tipo III ($\partial T / \partial z < 0$). Questo tipo presenta la maggiore analogia con la fig. 1.

Le rimanenti figg. 7 – 15 indicano la distribuzione percentuale delle frequenze, per le direzioni NW, W, SW e per le tre superficie (tropopausa, 500 e 300 mb).

Le altre direzioni non sono state riportate in diagramma, perchè le frequenze percentuali sono troppo piccole per permettere una rappresentazione grafica.

Le figg. 7, 10 e 13 relative a $H_T - H_M$ mostrano la perfetta simmetria dei massimi per le tre direzioni intorno all'origine. Il massimo assoluto (10,3%) è relativo al vento occidentale.

Nella costruzione di questi diagrammi sono state considerate solo velocità superiori ai venticinque nodi, allo scopo di eliminare la dispersione dei dati.

Ufficio Meteorologico di Capodichino, Ispettorato delle Telecomunicazioni Assistenza al Volo – Ministero della Difesa – Aeronautica.

Ottobre 1955.

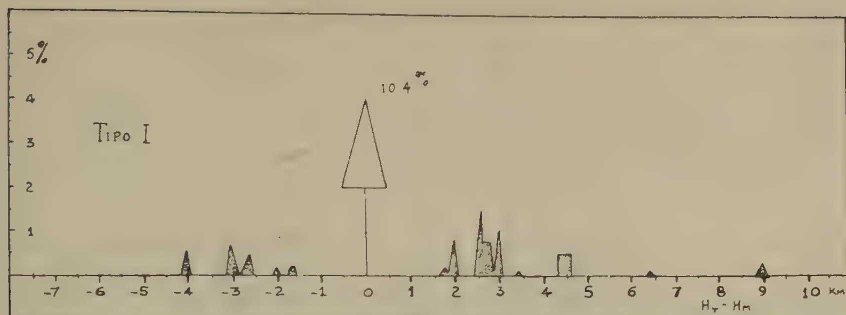


Fig. 4

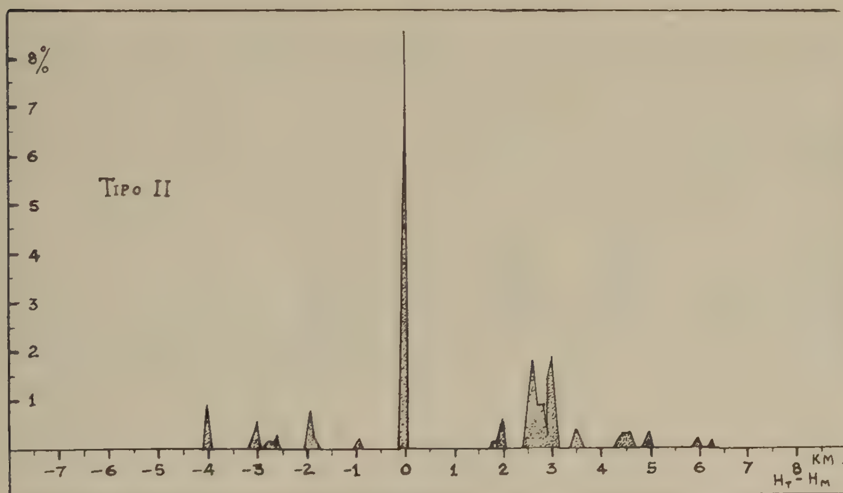


Fig. 5

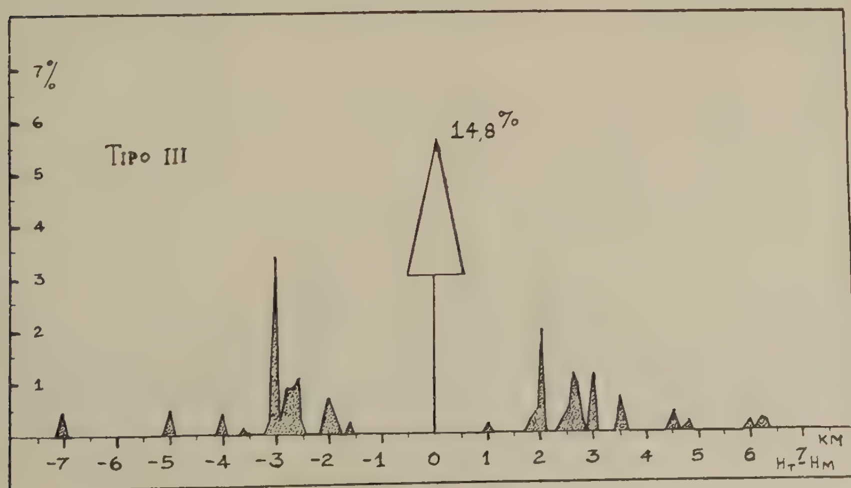


Fig. 6

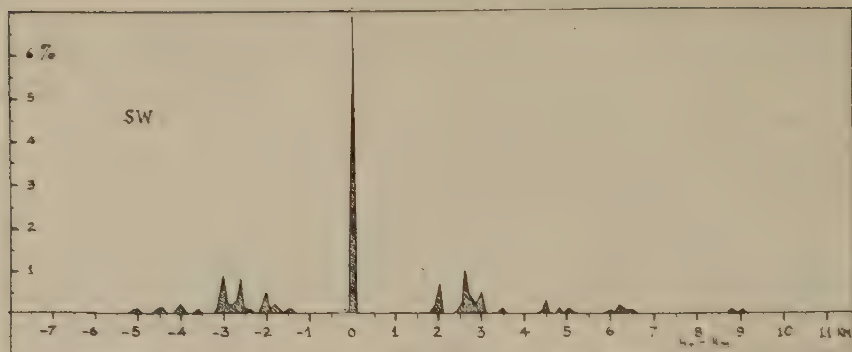


Fig. 7

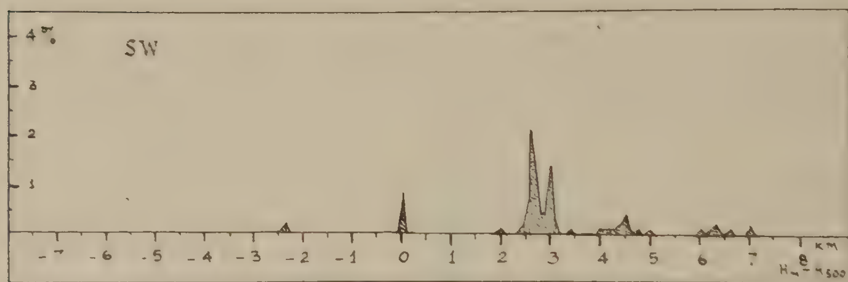


Fig. 8

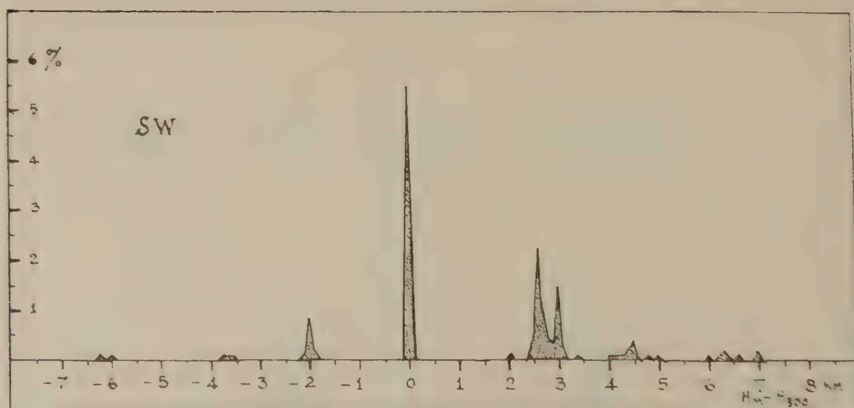


Fig. 9

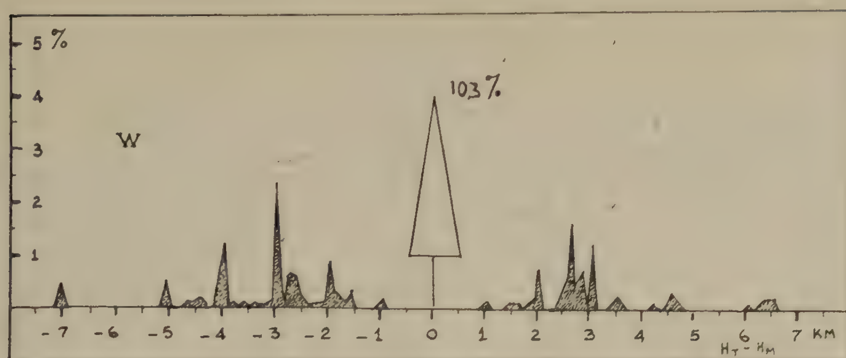


Fig. 10

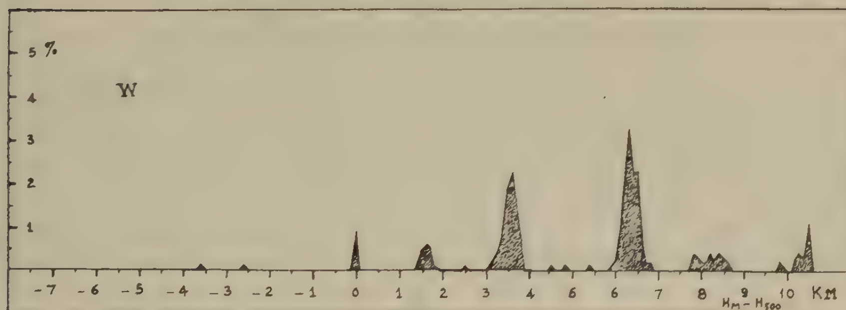


Fig. 11

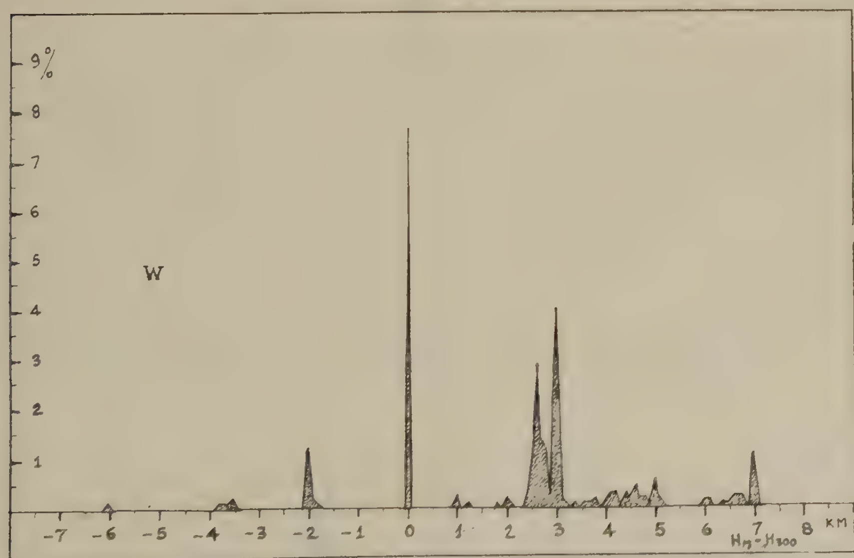


Fig. 12

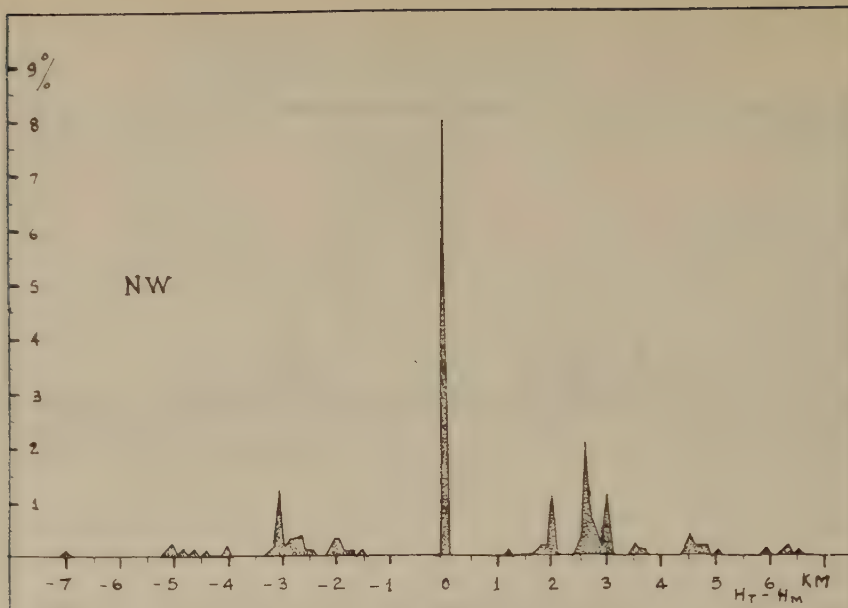


Fig. 13

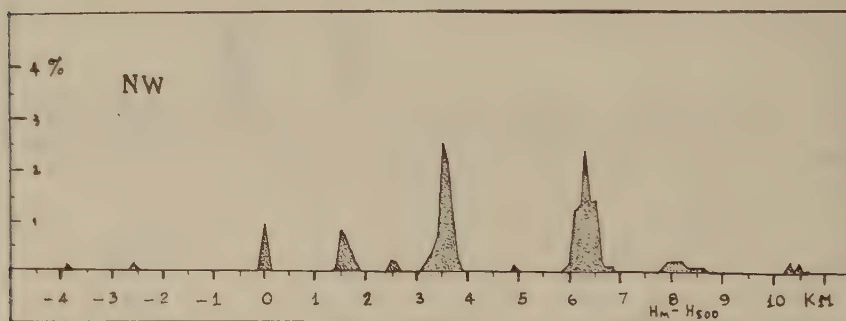


Fig. 14

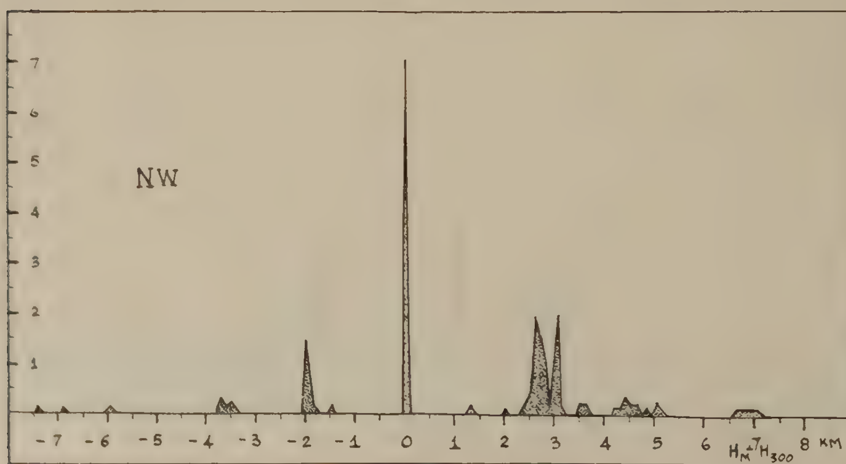


Fig. 15

RIASSUNTO

Si determina teoricamente la quota relativa al vento geostrofico massimo per un'atmosfera politropica e, sulla scorta di 2850 sondaggi termodinamici si mette in evidenza la quota del vento massimo osservato sul Mediterraneo rispetto alla tropopausa principale e rispetto alle superficie di 500 e di 300 mb. Una rappresentazione grafica viene fornita anche per le frequenze percentuali dei massimi di vento per le direzioni NW, W e SW. I risultati di quest'analisi mostrono alcune caratteristiche delle quote di massimo vento, che sono utili per dare un'indicazione precisa del livello « economico » di volo.

SUMMARY

The theoretical height relative to the maximum geostrophic wind for a polytropic atmosphere is determined. With the help of 2850 thermodynamical diagrams, a graphical representation of percentual frequencies of the height of the maximum wind with respect to the tropopause, 500 and 300 mb surfaces is given. The results of this analysis show some relevant proprieties of the maximum height which are useful for a precise indication of the " economical " level of flight.

BIBLIOGRAFIA

(1) *Tropopause Analysis and Forecasting,* Air Weather Service Technical Report, n. 105-86.

(2) Colon, J. A., *On the Wind Structure above the Tropopause Over Puerto Rico,* Bulletin of the American Meteorological Society, vol. 32, n. 2, 1951, p. 52-53.

(3) Byers, H. R., *General Meteorology,* (New York, Mc Graw-Hill, 1944, p. 45).

(4) Flohn e Penndorf, R., *The Stratification of the Atmosphere.* Bull. of the American Meteorological Society, v. 31, n. 3, 1950 (pp. 71-78).

LE MAREE
NEI PORTI DI NAPOLI E CIVITAVECCHIA

Silvio Polli

1. *Premesse.* — Le costanti armoniche delle maree dei porti di Napoli e di Civitavecchia furono calcolate la prima volta dal Prof. Robert Sterneck applicando il metodo di G. H. Darwin ad un intervallo di 6 mesi per ciascuna stazione. Per Napoli il semestre analizzato comprendeva il periodo 1.8.1914-1.2.1915, per Civitavecchia 1.1.1900-1.7.1900. Nelle due stazioni il mareografo aveva un rapporto di riduzione 1:6,67 ed uno scorrimento della carta di 10 mm per ora. Il calcolo fu eseguito per le sette componenti principali e da allora non è stato più ripetuto. Presentiamo i valori determinati dallo Sterneck, dove H è la semiampiezza in cm e g la situazione adattata in gradi.

STAZIONE	c.	M_2	S_2	N_2	K_2	K_1	O_1	P_1
Napoli	H	11,0	4,0	1,9	1,0	2,6	0,8	1,2
	g	268	283	246	298	217	128	225
Civitavecchia	H	11,1	4,3	2,3	1,4	2,9	1,5	0,7
	g	262	290	241	259	211	112	182

Le costanti armoniche delle maree di un dato sito non si mantengono rigorosamente costanti col tempo, ma variano in funzione delle condizioni spaziali e fisiche della massa acquea interessata. Alla lenta variazione secolare, dovuta al progressivo modificarsi dello stato della crosta terrestre e delle condizioni climatiche, si sovrappongono la variazione stagionale, periodica, e quelle accidentali, irregolari.

Ne risultano, da questo punto di vista, due evidenti conseguenze che occorre prendere in considerazione nel calcolo e nell'uso delle co-

Lavoro eseguito col contributo del Consiglio Nazionale delle Ricerche.

stanti armoniche: la determinazione stessa dovrebbe essere eseguita da almeno un anno di registrazioni e dovrebbe essere ripetuta ad intervalli di almeno 10 anni. Queste variazioni nei valori delle costanti, se per la loro esiguità non presentano per ora un notevole interesse pratico, assumono invece grande importanza nei campi della geofisica, interessando esse problemi di carattere generale a lunga scadenza. Infatti, una variazione delle costanti armoniche determinata dopo un dato numero di anni denoterà un'alterazione o nello spazio o nella massa acquea e, data la grande sensibilità di queste misurazioni, la variazione potrà esser messa in evidenza e precisata anche nel caso che il fenomeno alterativo sia di entità molto lieve, tanto lieve da non poter essere rilevato con altri procedimenti.

Tenendo presente l'epoca alla quale si riferiscono le costanti calcolate dallo Sterneck, l'intervallo da lui analizzato, il numero dei valori determinati, le caratteristiche strumentali e le considerazioni ora esposte sul valore relativo delle costanti, si è ritenuto opportuno di eseguire un nuovo calcolo estendendolo ad un intervallo di più anni, ad un numero maggiore di costanti e usando registrazioni provenienti da mareografi di maggiore precisione.

L'occasione di questa iniziativa è stata data dalla ricostruzione delle stazioni mareografiche da parte del Consiglio Superiore dei Lavori Pubblici, che ha messo a mia disposizione tutti i mareogrammi originali, e dalla collaborazione del Centro Studi Talassografici del Consiglio Nazionale delle Ricerche dal quale ho avuto l'aiuto di un calcolatore, il Signor Mario Tomicich, e l'uso di due macchine calcolatrici. Ringrazio il Presidente e il Direttore dei due Enti per il premuroso e comprensivo interessamento dimostrato per queste ricerche.

2. *Le stazioni mareografiche.* — *Napoli.* – La stazione mareografica è situata nell'interno del porto, nell'angolo SE del bacino Principe di Piemonte, nel gomito del Molo a Martello. La marea vi perviene dal largo attraverso le due Bocche di Ponente e di Levante e gli avamporti corrispondenti. La profondità dell'avamporto di Ponente varia verso l'interno da 25 m ai 10 m, quella dell'avamporto di Levante dai 15 m ai 10 m. In prossimità del Molo a Martello la profondità diminuisce sino agli 7-8 m.

Le coordinate geografiche della stazione sono:

latitudine: 40°50′23″ N.,

longitudine: 14°16′10″ E. Greenwich.

Essa è stata ricostruita nel 1950 per opera del Servizio Tecnico Centrale dei Lavori Pubblici ed è dotata di un nuovo mareografo M. 450 a cilindri orizzontali, costruito dall'Ufficio Idrografico del Magistrato alle Acque di Venezia. Il rapporto di riduzione è 1 : 5, l'avanzamento alla carta è di 15 mm per ora. La vecchia stazione è stata completamente distrutta per eventi bellici durante l'ultima guerra. Lo stesso Servizio Tecnico cura il funzionamento della sistemazione, provvede al calcolo mensile dei livelli medi e conserva i mareogrammi nel proprio archivio a Roma.

La curva di marea si presenta generalmente disturbata dalle numerose sesse (oscillazioni proprie) dei singoli bacini che compongono il porto e da quelle dei bacini tirrenici adiacenti. Per la lettura delle altezze orarie necessarie per l'analisi armonica basta perequare il tracciato della marea mediante semplice lisciamento grafico.

Civitavecchia. – La stazione mareografica è situata all'estremo Nord della Darsena Romana nell'interno del porto di Civitavecchia. La marea vi perviene attraverso l'avamporto e il breve canale di comunicazione tra il porto interno e la Darsena Romana. Le coordinate geografiche della stazione sono:

latitudine: 42°05′38″ N.,
longitudine: 11°47′15″ E. Greenwich.

Anche questa stazione ha avuto sorte analoga a quella di Napoli. È stata ricostruita nel 1950 e dotata di un mareografo dello stesso tipo di quello precedentemente descritto.

Il mareogramma risulta lievemente disturbato dalla sovrapposizione di sesse corrispondenti ai bacini del porto ed a quelli più vasti del mare esterno. Occorre eseguire, anche in questo caso, un preventivo lisciamento grafico del diagramma.

3. *Metodo di calcolo*. — Per uno studio generale sulla variazione mensile e stagionale delle costanti armoniche occorre determinare i loro valori secondo periodi mensili di registrazioni. E ciò è stato fatto ultimamente per diversi porti italiani (Imperia, Livorno, Chioggia, Venezia e Trieste). Allo scopo di raccogliere ulteriore materiale per tali ricerche, le costanti armoniche dei due porti considerati in questa nota, sono state calcolate separatamente per ciascun mese.

Il metodo più conveniente per questo procedimento frazionato di analisi è quello elaborato da A. T. Doodson per una successione conti-

nua di valori orari estesa a 696 ore (29 giorni) e adottato dall'Ammiragliato inglese per l'analisi delle maree dei porti da esso dipendenti. L'applicazione pratica del procedimento è indicato nelle « The Admiralty Tides Tables, Part. III ». Furono analizzati gli intervalli che vanno dalle ore 0 del giorno 1 alle ore 23 del giorno 29 di ciascun mese degli anni considerati. Il calcolo separato per ciascun periodo di 29 giorni è conveniente anche per il controllo della omogeneità e regolarità della serie mensile esaminata e quale controllo di calcolo per le singole costanti. Infatti, scostamenti forti dal valore medio (per le componenti di notevole ampiezza) sono dovuti o ad errori di calcolo o ad irregolarità nel funzionamento dello strumento. Quali costanti armoniche del sito esaminato si considerano le medie aritmetiche dei valori corrispondenti dei 12 gruppi mensili. Il tempo adottato, è quello medio dell'Europa Centrale (T.M.E.C. = T. Greenwich + 1 h).

Per ogni valore medio annuo delle costanti armoniche è stato pure determinato l'errore medio

$$m = \pm \sqrt{\frac{\Sigma s^2}{n - 1}} .$$

Le *semiampiezze* H sono date in cm. Le *situazione adattata* g e *locale* $\varkappa$, sono espresse in gradi sessagesimali. Fuso orario = −1 ora, $A^h = 1$.

Per indicare le *semiampiezze* e le *situazioni* di un'onda parziale metteremo i simboli H, $\varkappa$, g, davanti a quelli delle onde componenti considerate. Così per es. HK_1 indicherà la semiampiezza dell'onda parziale K_1.

Le costanti H e g per le onde K_2 e P_1 si dedussero dalle componenti S_2 e K_2 mediante i rapporti: $HK_2 = 0{,}27\ HS_2$; $HP_1 = 0{,}33\ HK_1$; $gK_2 = gS_2$; $gP_1 = gK_1$.

La *situazione locale* $\varkappa$ si ottenne da quella *adattata* g mediante la relazione:

$$\varkappa = g + (p\,\lambda^o - n^o A^h) ,$$

dove: p = suffisso dell'onda, λ^o = longitudine da Greenwich, n^o = velocità oraria dell'onda, A^h = longitudine in ore del meridiano sul quale è regolato l'orologio.

Dalle *costanti armoniche* si calcolarono quelle *non armoniche* mediante le seguenti formule:

Età della marea semidiurna in giorni:

$$\eta = \frac{\varkappa S_2 - \varkappa M_2}{24^o{,}4} .$$

Stabilimento medio del porto o *intervallo medio delle alte maree* (ingl. *mean high water interval*):

$$IMAM\ (MHWI) = \frac{\varkappa M_2}{29} .$$

Tenendo conto della sovramarea M_4 di M_2:

$$IMAM\ (MHWI) = \frac{\varkappa M_2}{29} \mp \frac{1}{29} \operatorname{arctg} \frac{2\, H M_4 \operatorname{sen}(2 \varkappa M_2 - \varkappa M_4)}{H M_2}$$

dove il segno — vale per le alte maree e quello + per le basse.

Stabilimento volgare del porto o *intervallo sizigiale dell'alta marea* (ingl. *high water full and change*):

$$ISAM\ (HWF\&C) = \frac{\varkappa M_2}{29} - \frac{1}{30} \operatorname{arctg} \frac{\operatorname{sen}(\varkappa M_2 - \varkappa S_2)}{\frac{H M_2}{H S_2} + \cos(\varkappa M_2 - \varkappa S_2)} .$$

Altezza del livello medio o *dislivello* tra il piano di riduzione degli scandagli e il livello medio del mare o semplicemente *livello medio della carta* (ingl. *mean level ML*): Napoli e Civitavecchia $ML = 21$ cm.

Media altezza delle alte maree sizigiali, MAMS (ingl. *mean high water neap, MHWN*): contata dal livello medio $= HM_2 + HS_2$: contata dal piano di riduzione degli scandagli $= ML + HM_2 + HS_2$.

Media altezza delle alte maree alle quadrature, MAMQ (ingl. *mean high water neap, MHWN*): contata dal livello medio $= HM_2 - HS_2$; contata dal piano di riduzione degli scandagli: $ML + HM_2 - HS_2$.

Il massimo innalzamento possibile dell'alta marea e la depressione massima della bassa marea rispetto al livello medio del mare sono considerati quale somme delle altezze delle nove componenti.

4. *Le costanti armoniche e non armoniche delle maree. — Napoli.* — Le tabelle 1-4 presentano i valori mensili, stagionali e annui delle 9 costanti armoniche per ciascuno degli anni 1951-1954. Le semiampiezze H sono date in cm, le situazioni in gradi sessagesimali. I livelli mensili A_0, in cm, sono riferiti sempre ad uno stesso piano base e pertanto sono confrontabili fra di loro. La loro conoscenza è sempre necessaria in quanto essi costituiscono una delle variabili da cui dipende il valore delle costanti armoniche. Queste sono riportate singolarmente per ogni mese del quadriennio per aver la possibilità di ricercare le relazioni

tra il loro andamento e quello meteorico-climatico. Per lo stesso scopo sono stati determinati i singoli valori stagionali.

Per meglio definire i valori annui delle costanti, queste sono state completate con il corrispondente valore dell'errore medio. Occorre però osservare che nella sua determinazione, in questo caso, intervengono anche gli scostamenti dovuti alle variazioni stagionali, per cui il concetto di errore va preso in senso molto largo in quanto l'errore proprio dovuto alle misure risulta molto inferiore a quello indicato.

La tabella 5 presenta i valori medi dedotti dai quattro anni analizzati, essi sono perciò da considerarsi come i valori normali attuali delle costanti armoniche delle maree del porto di Napoli.

La tabella 6 dà i valori delle costanti non armoniche ricavati da quelli delle armoniche mediante le formule indicate al n. 2. Non si danno i valori mensili in quanto essi hanno lo stesso andamento delle costanti armoniche. Occorrendo detti valori, essi si possono facilmente ottenere dai valori mensili delle costanti armoniche.

Le maree risultano di tipo prevalentemente semidiurno, in vicinanza alle quadrature assumono andamento diurno. Il rapporto (HK_1 a HS_2) = 0,24 è minore di 0,25, pertanto secondo il criterio di Van der Stok, le maree appartengono al tipo semidiurno.

Diamo i valori dei rapporti tra le semiampiezze delle singole componenti e quella della componente lunare semidiurna principale, mentre fra parentesi sono dati i corrispondenti valori teorici:

$HS_2 : HM_2 = 0{,}38$ (valore teorico = 0,47)

$HN_2 : HM_2 = 0{,}21$ (» » = 0,19)

$HK_2 : HM_2 = 0{,}11$ (» » = 0,13)

$HK_1 : HM_2 = 0{,}25$ (» » = 0,40)

$HO_1 : HM_2 = 0{,}08$ (» » = 0,12)

$HP_1 : HM_2 = 0{,}19$ (» » = 0,19)

Si noti che l'onda lunisolare declinazionale diurna K_1 risulta al terzo posto per ampiezza, dopo la M_2 e la S_2; mentre invece nei porti da Livorno a Marsiglia la stessa onda risulta subito dopo la M_2, spostando la S_2 dal secondo al terzo posto. Da ciò consegue il maggior carattere di semidiurnicità della marea di Napoli e, come si vedrà, anche di Civitavecchia.

Civitavecchia. – Le tabelle 7-9 presentano i valori mensili, stagionali ed annui delle nove costanti armoniche per gli anni 1952-1954. Per la comprensione della tabella vale quanto si è detto per la stazione di Napoli.

La tabella 10 dà i valori medi triennali delle costanti armoniche, essi sono perciò da considerarsi come i valori attuali delle costanti armoniche delle maree del porto di Civitavecchia.

La tabella 11 dà i corrispondenti valori medi annui e triennali delle costanti non armoniche. Quelli mensili si possono ricavare dai valori delle costanti armoniche come è stato precedentemente indicato.

Il rapporto (HK_1+HO_1): (HM_2+HS_2) = 0,26; esso è compreso tra i valori 0,25 e 1,25; la marea è ancora del tipo misto, ma il valore del rapporto è al limite. Effettivamente, come per Napoli, le maree sono prevalentemente semidiurne, solo in vicinanza alle quadrature assumono andamento diurno.

I valori dei rapporti tra le semiampiezze delle singole componenti e quelle della M_2 sono i seguenti:

$HS_2 : HM_2 = 0{,}37$ (valore teorico = 0,47)

$HN_2 : HM_2 = 0{,}22$ (» » = 0,19)

$HK_2 : HM_2 = 0{,}10$ (» » = 0,13)

$HK_1 : HM_2 = 0{,}25$ (» » = 0,40)

$HO_1 : HM_2 = 0{,}10$ (» » = 0,12)

$HP_1 : HM_2 = 0{,}08$ (» » = 0,19)

Per la componente K_1 valgono osservazioni analoghe a quelle fatte per il porto di Napoli. La sua posizione al terzo posto, subito seguita, per ampiezza, dalla componente N_2, conferisce alle maree di Civitavecchia caratteri prevalenti di semidiurnicità.

Trieste – Istituto Sperimentale Talassografico. – Novembre 1955.

TAB. 1

COSTANTI ARMONICHE DI NAPOLI

Valori mensili, medie annue e stagionali

1951	c.	M_2	S_2	N_2	K_2	K_1	O_1	P_1	M_4	MS_4	A_0
Gennaio	H	11,0	4,4	2,0	1,2	3,6	1,3	1,2	0,4	0,1	32,6
Febbraio	»	11,4	4,0	1,9	1,1	3,8	0,9	1,3	0,3	0,2	32,3
Marzo	»	11,6	4,2	2,1	1,1	3,1	1,4	1,0	0,5	0,2	30,9
Aprile	»	11,2	4,4	2,6	1,2	2,8	1,4	1,0	0,2	0,3	20,5
Maggio	»	11,4	4,5	2,0	1,2	2,1	1,0	0,7	0,3	0,2	26,6
Giugno	»	11,2	4,3	1,9	1,2	2,3	1,5	0,8	0,2	0,4	24,0
Luglio	»	10,8	4,8	2,6	1,3	2,2	0,8	0,7	0,4	0,2	20,5
Agosto	»	11,1	4,4	2,3	1,2	2,4	0,9	0,8	0,3	0,3	20,8
Settembre . . .	»	10,8	4,0	2,1	1,1	2,6	0,8	0,9	0,4	0,1	31,5
Ottobre	»	10,8	4,1	1,7	1,1	2,4	0,5	0,8	0,5	0,3	31,8
Novembre . . .	»	10,7	4,2	2,3	1,1	2,7	1,4	0,9	0,4	0,1	39,2
Dicembre	»	10,8	4,3	2,2	1,2	2,9	0,5	1,0	0,5	0,4	23,7
Media.	H	11,1	4,3	2,1	1,2	2,7	1,0	0,9	0,4	0,2	27,9
		± 0,3	0,2	0,3	0,1	0,5	0,4	0,2	0,1	0,1	
Gennaio	g	266	290	250	290	210	137	210	208	248	32,6
Febbraio	»	268	287	250	287	215	143	215	222	267	32,3
Marzo	»	266	285	254	285	225	148	225	208	265	30,9
Aprile	»	264	285	251	285	218	124	218	224	276	20,5
Maggio	»	272	288	248	288	215	133	215	226	291	26,6
Giugno	»	269	291	257	291	220	124	220	236	294	24.0
Luglio	»	267	288	247	288	222	113	222	212	253	20,5
Agosto	»	268	292	256	292	217	122	217	229	310	20,8
Settembre . . .	»	270	290	244	290	214	125	214	197	300	31,5
Ottobre	»	267	286	240	286	218	137	218	194	247	31,8
Novembre . . .	»	268	283	254	283	211	110	211	181	315	39,2
Dicembre	»	270	288	255	288	216	128	216	178	289	23,7
Media.	g	268	288	251	288	217	129	217	210	280	27,9
		± 2	3	5	3	4	11	4	19	8	
Media.	$\varkappa$	268	286	251	286	216	129	216	209	278	27,9
Inverno	H	11,1	4,2	2,0	1,2	3,4	0,9	1,2	0,4	0,2	29,5
Primavera . . .	»	11,4	4,4	2,2	1,2	2,3	1,3	0,9	0,3	0,2	26,0
Estate	»	11,0	4,5	2,3	1,2	2,3	0,7	0,8	0,3	0,3	21,8
Autunno	»	10,8	4,1	2,0	1,1	2,6	0,9	0,9	0,4	0,2	34,2
Inverno	g	268	288	252	288	214	136	214	203	268	29,5
Primavera . . .	»	267	286	251	286	219	135	219	219	277	26,0
Estate	»	268	290	253	290	220	120	220	226	286	21,8
Autunno	»	268	286	246	286	214	124	214	191	287	34,2

Tab. 2

COSTANTI ARMONICHE DI NAPOLI

Valori mensili, medie annue e stagionali

1952	c.	M_2	S_2	N_2	K_2	K_1	O_1	P_1	M_4	MS_4	A_0
Gennaio	H	11,1	4,6	2,5	1,2	0,5	0,8	1,2	0,4	0,2	24,4
Febbraio	»	11,2	4,3	2,4	1,2	3,8	1,5	1,4	0,4	0,3	19,9
Marzo	»	11,0	4,3	2,3	1,2	3,6	1,0	1,2	0,4	0,2	17,7
Aprile	»	10,8	4,1	2,3	1,1	2,7	1,3	0,9	0,3	0,3	24,2
Maggio	»	11,0	4,2	2,6	1,1	2,3	0,7	0,8	0,4	0,3	27,9
Giugno	»	11,1	4,8	2,0	1,3	2,3	0,7	0,8	0,4	0,4	25,9
Luglio	»	10,6	4,7	2,5	1,3	2,5	0,9	0,8	0,5	0,3	28,0
Agosto	»	10,9	4,3	2,5	1,2	2,7	0,9	0,9	0,4	0,2	27,3
Settembre . . .	»	11,3	4,3	2,2	1,2	2,4	1,0	0,8	0,5	0,2	30,3
Ottobre	»	11,2	4,3	2,5	1,1	2,7	1,1	0,9	0,4	0,2	31,1
Novembre . . .	»	11,3	4,1	2,0	1,1	2,8	0,7	0,9	0,3	0,2	35,9
Dicembre	»	11,1	4,5	2,1	1,2	2,7	0,6	0,9	0,2	0,4	39,6
Media.	H	11,1	4,4	2,3	1,2	2,8	0,9	1,0	0,4	0,3	27,7
		± 0,2	0,2	0,2	0,1	0,5	0,3	0,2	0,1	0,1	
Gennaio	g	271	290	259	290	208	113	208	232	290	24,4
Febbraio	»	270	289	253	289	212	132	212	200	240	19,9
Marzo	»	268	285	248	285	225	137	225	214	248	17,7
Aprile	»	269	292	259	292	222	122	222	193	262	24,2
Maggio	»	273	287	253	287	220	159	220	218	280	27,9
Giugno	»	271	291	251	291	217	142	217	224	238	25,9
Luglio	»	269	294	258	294	219	157	219	229	269	28,0
Agosto	»	269	286	261	286	219	139	219	198	244	27,3
Settembre . . .	»	267	286	248	286	222	121	222	232	245	30,3
Ottobre	»	268	287	254	287	215	153	215	222	248	31,1
Novembre . . .	»	268	290	255	290	212	135	212	186	281	35,9
Dicembre	»	268	285	254	285	208	110	208	180	290	39,6
Media.	g	269	289	254	289	217	135	217	211	261	27,7
		± 2	3	4	3	6	16	6	18	20	
Media.	$\varkappa$	269	287	255	287	216	135	216	210	260	27,7
Inverno	H	11,1	4,5	2,3	1,2	3,3	1,0	1,2	0,3	0,3	27,9
Primavera . . .	»	10,9	4,2	2,3	1,1	2,9	1,0	1,0	0,4	0,3	23,3
Estate	»	10,9	4,6	2,4	1,3	2,5	0,8	0,8	0,4	0,3	27,1
Autunno	»	11,3	4,2	2,4	1,1	2,6	1,0	0,9	0,4	0,2	32,4
Inverno	g	270	288	255	288	209	118	209	204	270	27,9
Primavera . . .	»	270	288	253	288	222	139	222	208	263	23,3
Estate	»	270	290	256	290	218	146	218	217	257	27,1
Autunno	»	268	288	252	288	216	136	216	213	258	32,4

Tab. 3

COSTANTI ARMONICHE DI NAPOLI

Valori mensili, medie annue e stagionali

1953	c.	M_2	S_2	N_2	K_2	K_1	O_1	P_1	M_4	MS_4	A_0
Gennaio	*H*	10,7	4,3	2,5	1,2	3,4	1,1	1,1	0,4	0,1	35,3
Febbraio	»	11,2	4,2	2,4	1,1	3,6	0,7	1,2	0,5	0,3	28,9
Marzo	»	10,7	3,9	2,2	1,1	3,3	1,1	1,1	0,5	0,2	6,5
Aprile	»	11,5	4,4	2,6	1,2	2,5	1,1	0,8	0,4	0,2	23,2
Maggio	»	10,5	4,2	2,7	1,1	2,5	1,1	0,8	0,4	0,3	23,8
Giugno	»	11,0	4,4	2,8	1,2	2,3	0,9	0,8	0,3	0,3	32,5
Luglio	»	11,1	4,5	2,4	1,2	2,7	0,8	0,9	0,4	0,1	21,5
Agosto	»	11,2	4,0	2,3	1,1	2,9	0,7	1,0	0,3	0,1	27,9
Settembre . . .	»	11,0	4,1	2,3	1,1	3,1	0,5	1,0	0,5	0,3	31,8
Ottobre	»	11,2	4,0	2,8	1,1	2,7	0,8	0,9	0,4	0,3	33,5
Novembre . . .	»	10,8	3,9	2,3	1,1	2,3	1,1	0,8	0,4	0,2	24,2
Dicembre	»	10,8	4,3	2,6	1,2	2,7	0,8	0,9	0,4	0,2	25,7
Media.	*H*	11,0	4,2	2,5	1,1	2,8	0,9	0,9	0,4	0,2	26,2
		± 0,3	0,2	0,2	0,0	0,4	0,2	0,1	0,0	0,1	
Gennaio	*g*	270	287	258	287	213	103	213	180	264	35,3
Febbraio	»	269	286	250	286	220	100	220	212	275	28,9
Marzo	»	268	288	256	288	227	118	227	205	240	6,5
Aprile	»	265	288	246	288	218	117	218	203	245	23,2
Maggio	»	271	292	254	292	222	132	222	210	290	23,8
Giugno	»	272	295	251	295	217	136	217	232	252	32,5
Luglio	»	269	292	248	292	219	108	219	183	280	21,5
Agosto	»	266	285	244	285	217	136	217	181	277	27,9
Settembre . . .	»	266	285	260	285	219	137	219	196	262	31,8
Ottobre	»	267	288	258	288	223	120	223	233	272	33,5
Novembre . . .	»	270	286	251	286	213	122	213	189	281	24,2
Dicembre	»	271	288	255	288	211	124	211	215	253	25,7
Media.	*g*	269	288	253	288	218	121	218	203	266	26,2
		± 2	3	5	3	5	13	5	17	16	
Media.	*ϰ*	268	287	253	287	218	122	218	203	264	26,2
Inverno	*H*	10,6	4,3	2,5	1,2	3,2	0,9	1,0	0,4	0,2	30,0
Primavera . . .	»	10,6	4,2	2,5	1,1	2,8	1,1	0,9	0,4	0,2	17,8
Estate	»	11,1	4,3	2,5	1,2	2,6	0,8	0,9	0,3	0,2	27,3
Autunno	»	11,0	4,0	2,5	1,1	2,7	0,8	0,9	0,4	0,3	29,8
Inverno	*g*	270	287	254	287	215	109	215	202	264	30,0
Primavera . . .	»	268	289	252	289	222	122	222	206	258	17,8
Estate	»	269	291	248	291	218	127	218	199	270	27,3
Autunno	»	268	286	256	286	218	126	218	206	272	29,8

TAB. 4

COSTANTI ARMONICHE DI NAPOLI

Valori mensili, medie annue e stagionali

1954	c.	M_2	S_2	N_2	K_2	K_1	O_1	P_1	M_4	MS_4	A_0
Gennaio	H	10,8	4,1	2,0	1,1	3,3	1,2	1,1	0,5	0,1	29,4
Febbraio	»	11,2	4,2	2,3	1,1	3,0	1,0	1,0	0,5	0,2	38,7
Marzo	»	11,0	4,2	2,2	1,1	3,0	0,8	1,0	0,6	0,3	34,1
Aprile	»	11,4	4,1	2,2	1,1	2,3	0,8	0,8	0,5	0,2	21,0
Maggio	»	11,3	4,6	2,5	1,2	2,4	1,2	0,8	0,4	0,2	31,8
Giugno	»	11,1	4,5	2,5	1,2	2,5	1,3	0,8	0,3	0,1	25,2
Luglio	»	11,3	4,4	2,6	1,2	2,5	1,2	0,8	0,3	0,2	28,0
Agosto	»	11,4	4,1	2,8	1,1	2,5	0,7	0,8	0,3	0,2	21,7
Settembre . . .	»	12,0	4,4	2,4	1,2	2,2	0,6	0,7	0,3	0,2	23,8
Ottobre	»	11,7	4,3	2,6	1,2	3,1	1,2	1,0	0,2	0,2	28,3
Novembre . . .	»	11,8	4,2	2,5	1,1	2,8	0,6	0,9	0,2	0,3	36,4
Dicembre	»	12,0	4,2	2,5	1,1	2,8	0,5	0,9	0,2	0,3	29,9
Media.	H	11,4	4,3	2,4	1,1	2,7	0,9	0,9	0,4	0,2	29,0
		± 0,4	0,2	0,2	0,0	0,4	0,4	0,1	0,1	0,0	
Gennaio	g	271	285	257	285	220	110	220	190	302	220
Febbraio	»	270	287	246	287	219	138	219	182	250	219
Marzo	»	272	293	260	293	222	123	222	220	272	222
Aprile	»	267	287	251	287	220	114	220	209	282	220
Maggio	»	268	289	255	289	220	134	220	230	275	220
Giugno	»	267	292	257	292	217	131	217	202	278	217
Luglio	»	266	286	254	286	214	121	214	180	258	214
Agosto	»	265	282	248	282	225	132	225	220	273	225
Settembre . . .	»	263	281	254	281	208	127	208	206	277	208
Ottobre	»	264	283	252	283	213	113	213	193	295	213
Novembre . . .	»	264	284	252	284	211	105	211	208	286	211
Dicembre	»	263	282	250	282	214	100	214	185	273	214
Media.	g	267	286	253	286	217	121	217	202	277	217
		± 3	4	4	4	5	12	5	16	15	
Media.	$\varkappa$	266	285	253	284	216	121	216	201	275	217
Inverno	H	11,3	4,2	2,3	1,1	3,0	0,9	1,0	0,4	0,2	32,7
Primavera . . .	»	11,2	4,3	2,3	1,1	2,6	0,6	0,9	0,5	0,2	29,0
Estate	»	11,3	4,3	2,6	1,2	2,5	1,1	0,8	0,3	0,2	25,0
Autunno	»	11,8	4,3	2,5	1,2	2,7	0,8	0,9	0,2	0,2	29,5
Inverno	g	268	285	251	285	218	116	218	186	275	32,7
Primavera . . .	»	269	290	255	290	221	124	221	220	276	29,0
Estate	»	266	287	253	287	215	128	219	201	270	25,0
Autunno	»	264	283	253	283	211	115	211	203	286	29,5

TAB. 5

COSTANTI ARMONICHE DI NAPOLI

Valori medi dedotti dal quadriennio 1951-54

	c.	M_2	S_2	N_2	K_2	K_1	O_1	P_1	M_4	MS_4	A_0
Media	H	11,2	4,3	2,3	1,2	2,8	0,9	0,9	0,4	0,2	27,7
Media	g	268	287	253	288	217	127	217	207	271	27,7
Inverno	H	11,0	4,3	2,3	1,2	3,2	0,9	1,1	0,4	0,2	29,7
Primavera	»	11,0	4,3	2,3	1,1	2,7	1,0	0,9	0,4	0,2	24,0
Estate	»	11,1	4,4	2,5	1,2	2,5	0,9	0,8	0,3	0,3	25,2
Autunno	»	11,2	4,2	2,4	1,1	2,7	0,9	0,9	0,4	0,2	31,5
Inverno	g	269	287	253	287	214	120	214	199	269	29,7
Primavera	»	269	288	253	288	221	130	221	213	269	24,0
Estate	»	268	290	253	290	218	137	219	211	271	25,3
Autunno	»	267	286	252	286	215	127	215	203	276	31,5

TAB. 6

COSTANTI NON ARMONICHE DI NAPOLI

ANNO	η età della marea giorni	$IMAM$ $MHWI$ h. m.	$IMAM$ alta marea h. m.	$IMAM$ bassa marea h. m.	$ISAM$ $HWFC$ h. m.	$HM_2 + HS_2$ cm	$HM_2 - HS_2$ cm	ΣH cm	A_0 cm
1951	0,78	9.13	9.08	9.18	9.23	15,4	6,8	23,9	27,9
1952	0,75	9.16	9.12	9.20	9.26	15,5	6,7	24,4	27,7
1953	0,76	9.15	9.11	9.19	9.25	15,2	6,8	24,0	26,2
1954	0,75	9.11	9.07	9.15	9.20	15,7	7,1	24,3	29,0
Media	0,76	9.14	9.10	9.18	9.24	15,5	6,9	24,2	27,7

TAB. 7

COSTANTI ARMONICHE DI CIVITAVECCHIA

Valori mensili, medie annue e stagionali

1952	c.	M_2	S_2	N_2	K_2	K_1	O_1	P_1	M_4	MS_4	A_0
Gennaio	H	11,3	4,2	2,7	1,1	3,4	1,2	1,1	0,2	0,3	78,6
Febbraio	»	11,6	3,9	2,6	1,1	3,6	1,6	1,2	0,4	0,3	80,7
Marzo	»	11,4	4,2	2,1	1,1	3,3	1,4	1,1	0,2	0,3	79,2
Aprile	»	10,9	4,4	2,6	1,2	2,8	1,7	0,9	0,2	0,3	76,4
Maggio	»	10,9	4,2	2,4	1,1	2,2	0,9	0,7	0,4	0,1	78,5
Giugno	»	10,7	4,8	2,1	1,3	2,3	0,9	0,8	0,4	0,4	78,3
Luglio	»	10,7	4,6	2,3	1,2	2,4	1,1	0,8	0,3	0,1	78,8
Agosto	»	10,7	4,8	2,5	1,1	2,7	1,2	0,9	0,3	0,2	77,9
Settembre . . .	»	11,1	4,0	2,5	1,1	2,2	1,2	0,9	0,3	0,2	81,0
Ottobre	»	10,9	3,9	2,6	1,1	2,8	1,9	0,9	0,2	0,2	83,3
Novembre . . .	»	11,0	4,0	2,1	1,1	2,8	1,0	0,9	0,3	0,2	86,5
Dicembre	»	10,9	4,2	2,0	1,1	2,9	1,3	1,0	0,4	0,4	89,8
Media	H	11,0	4,2	2,4	1,1	2,8	1,2	0,9	0,3	0,3	80,8
		± 0,9	0,3	0,3	0,1	0,4	0,3	0,1	0,1	0,1	
Gennaio	g	260	283	247	283	198	106	198	203	285	78,6
Febbraio	»	260	279	245	279	200	127	200	188	226	80,7
Marzo	»	259	277	246	277	213	124	213	211	230	79,2
Aprile	»	257	280	247	280	206	106	206	175	235	76,4
Maggio	»	261	277	253	277	201	122	201	213	281	78,5
Giugno	»	259	281	249	281	198	118	198	223	280	78,3
Luglio	»	262	283	252	283	197	132	197	222	286	78,8
Agosto	»	258	277	245	277	197	125	197	202	233	77,9
Settembre . . .	»	258	276	240	276	203	103	203	214	240	81,0
Ottobre	»	260	279	244	279	199	130	199	219	238	83,3
Novembre . . .	»	258	278	247	278	202	125	202	182	232	86,5
Dicembre	»	260	279	255	279	201	95	201	170	283	89,8
Media	g	259	279	248	279	201	118	201	202	254	80,8
		± 1	2	4	2	5	12	5	19	26	
Media	$\varkappa$	254	273	243	273	198	117	198	191	242	80,8
Inverno	H	11,3	4,1	2,4	1,1	3,3	1,4	1,1	0,3	0,3	83,0
Primavera . . .	»	11,7	4,3	2,4	1,1	2,8	1,3	0,9	0,3	0,2	78,0
Estate	»	10,7	4,5	2,3	1,2	2,5	1,1	0,8	0,3	0,2	78,3
Autunno	»	11,3	4,0	2,4	1,1	2,8	1,2	0,9	0,3	0,2	83,6
Inverno	g	260	280	249	280	200	109	200	187	265	83,0
Primavera . . .	»	259	278	249	278	207	117	207	117	249	78,0
Estate	»	260	280	249	280	197	125	197	125	266	78,3
Autunno	»	259	278	244	278	201	119	201	119	237	83,6

Tab. 8

COSTANTI ARMONICHE DI CIVITAVECCHIA

Valori mensili, medie annue e stagionali

1953	c.	M_2	S_2	N_2	K_2	K_1	O_1	P_1	M_4	MS_4	A_0
Gennaio	H	10,8	3,9	2,5	1,1	3,4	1,2	1,1	0,4	0,2	86,1
Febbraio	»	10,8	4,0	2,5	1,1	3,5	0,8	1,2	0,4	0,3	80,1
Marzo	»	9,8	3,4	2,1	0,9	2,7	1,3	0,9	0,8	0,6	60,7
Aprile	»	11,0	4,0	2,3	1,1	2,4	1,3	0,8	0,4	0,3	78,6
Maggio	»	10,9	4,0	2,2	1,1	2,4	1,4	0,8	0,4	0,1	77,4
Giugno	»	10,8	4,4	2,2	1,2	2,2	1,1	0,7	0,3	0,7	85,5
Luglio	»	11,3	4,6	2,3	1,3	2,4	0,9	0,8	0,2	0,2	75,5
Agosto	»	11,1	4,3	2,1	1,2	2,7	1,1	0,9	0,2	0,2	78,9
Settembre . . .	»	11,3	4,1	2,3	1,1	2,8	0,8	0,9	0,2	0,2	83,1
Ottobre	»	11,3	3,8	2,7	1,0	2,6	1,2	0,9	0,2	0,2	86,0
Novembre . . .	»	10,9	3,8	2,3	1,0	2,3	1,4	0,8	0,1	0,1	75,4
Dicembre	»	11,1	4,2	2,1	1,1	2,6	1,1	0,9	0,3	0,3	76,2
Media.	H	10,9	4,0	2,3	1,1	2,7	1,1	0,9	0,4	0,3	78,6
		± 0,5	0,3	0,2	0,1	0,4	0,2	0,1	0,2	0,2	
Gennaio	g	259	281	251	281	202	107	202	285	252	86,1
Febbraio	»	260	279	241	279	210	93	210	199	263	80,1
Marzo	»	259	281	247	281	208	106	208	174	200	60,7
Aprile	»	255	280	237	280	201	108	201	199	224	78,6
Maggio	»	256	281	240	281	202	113	202	219	300	77,4
Giugno	»	257	284	237	284	196	121	196	197	306	85,5
Luglio	»	257	282	241	282	199	105	199	181	236	75,5
Agosto	»	258	281	245	281	199	126	199	198	254	78,9
Settembre . . .	»	255	279	243	279	207	115	207	210	222	83,1
Ottobre	»	257	282	248	282	210	117	210	230	253	86,0
Novembre . . .	»	258	280	242	280	200	107	200	194	283	75,4
Dicembre	»	258	279	247	279	196	107	196	195	267	76,2
Media.	g	257	281	243	281	203	110	203	198	255	78,6
		± 2	1	5	1	5	7	5	16	32	
Media.	$\varkappa$	252	274	239	274	199	108	199	188	243	78,6
Inverno	H	10,9	4,0	2,4	1,1	3,2	1,0	1,1	0,4	0,3	80,8
Primavera . . .	»	10,6	3,8	2,2	1,0	2,5	1,3	0,8	0,5	0,3	72,2
Estate	»	11,1	4,4	2,2	1,2	2,4	1,0	0,8	0,2	0,4	80,8
Autunno	»	11,2	3,9	2,4	1,0	2,6	1,1	0,9	0,3	0,2	81,8
Inverno	g	259	280	246	280	203	102	203	193	261	80,8
Primavera . . .	»	257	281	241	281	204	109	204	197	241	72,2
Estate	»	257	282	241	282	198	117	198	192	265	80,8
Autunno	»	257	280	244	280	209	113	202	211	286	81,8

TAB. 9

COSTANTI ARMONICHE DI CIVITAVECCHIA

Valori mensili, medie annue e stagionali

1954	c.	M_2	S_2	N_2	K_2	K_1	O_1	P_1	M_4	MS_4	A_0
Gennaio	H	10,9	3,6	2,1	1,0	3,4	1,5	1,1	0,3	0,1	78,1
Febbraio	»	10,8	4,1	2,2	1,1	2,9	1,3	1,0	0,5	0,2	88,1
Marzo	»	10,9	4,0	2,8	1,1	2,8	1,2	0,9	0,4	0,1	86,3
Aprile	»	11,0	4,1	2,3	1,1	2,2	1,2	0,6	0,6	0,2	70,6
Maggio	»	11,1	4,3	2,6	1,2	2,4	1,2	0,8	0,3	0,3	78,1
Giugno	»	10,9	4,3	2,3	1,2	2,4	1,2	0,8	0,2	0,2	76,9
Luglio	»	11,1	4,3	2,7	1,2	2,7	1,3	0,9	0,2	0,2	77,1
Agosto	»	10,9	3,9	2,5	1,1	2,6	1,2	0,9	0,4	0,2	76,3
Settembre	»	11,3	4,1	2,3	1,1	3,2	0,8	1,1	0,2	0,1	73,9
Ottobre	»	11,1	3,9	2,4	1,1	3,2	1,4	1,1	0,2	0,1	78,0
Novembre	»	11,2	3,8	2,4	1,0	2,4	0,6	0,8	0,2	0,3	87,3
Dicembre	»	11,4	3,9	2,3	1,1	2,8	0,7	0,9	0,2	0,3	81,2
Media	H	11,1	4,0	2,4	1,1	2,8	1,1	0,9	0,3	0,2	79,3
		± 2	0,2	0,2	0,1	0,4	0,3	0,1	0,1	0,1	
Gennaio	g	255	273	252	273	208	87	208	193	258	78,1
Febbraio	»	258	279	240	279	190	122	190	190	235	88,1
Marzo	»	258	279	248	279	210	101	210	216	300	86,3
Aprile	»	259	278	242	278	204	97	204	183	238	70,6
Maggio	»	260	282	244	282	205	113	205	228	291	78,1
Giugno	»	258	282	242	282	201	119	201	203	241	76,9
Luglio	»	257	278	246	278	193	109	193	175	279	77,1
Agosto	»	257	276	245	276	196	120	196	193	239	76,3
Settembre	»	257	277	248	277	132	114	192	197	289	73,9
Ottobre	»	258	276	245	276	205	108	205	182	297	78,0
Novembre	»	257	280	246	280	200	94	200	206	261	87,3
Dicembre	»	258	275	248	275	204	105	204	180	290	81,2
Media	g	258	278	246	278	201	108	201	196	268	79,3
		± 1	3	3	3	7	10	7	15	26	
Media	ϰ	252	272	241	271	198	106	198	185	256	79,3
Inverno	H	11,0	3,9	2,2	1,1	3,0	1,2	1,0	0,3	0,2	82,5
Primavera	»	11,0	4,1	2,6	1,1	2,5	1,2	0,8	0,4	0,2	78,3
Estate	»	11,0	4,2	2,5	1,2	2,6	1,2	0,9	0,3	0,2	76,8
Autunno	»	11,2	3,9	2,4	1,1	2,9	0,9	1,0	0,2	0,2	79,7
Inverno	g	257	276	247	276	201	108	201	188	261	82,5
Primavera	»	259	280	245	280	206	104	206	209	276	78,3
Estate	»	257	279	244	279	197	116	197	190	253	76,8
Autunno	»	257	278	246	278	199	105	199	195	282	79,7

TAB. 10

COSTANTI ARMONICHE DI CIVITAVECCHIA

Valori medi dedotti dal triennio 1952-54

	c.	M_2	S_2	N_2	K_2	K_1	O_1	P_1	M_4	MS_4	A_0
Media	H	11,0	4,1	2,4	1,1	2,8	1,1	0,9	0,3	0,3	79,6
Media	g	258	279	246	279	202	112	202	199	259	79,6
Inverno	H	11,1	4,0	2,3	1,1	3,2	1,1	1,1	0,3	0,3	82,1
Primavera	»	11,1	4,1	2,4	1,1	2,6	1,3	0,8	0,4	0,2	76,2
Estate	»	10,9	4,4	2,3	1,2	2,5	1,1	0,8	0,3	0,3	78,4
Autunno	»	11,2	3,9	2,4	1,1	2,8	1,1	0,9	0,3	0,2	81,7
Inverno	g	259	279	247	279	201	106	201	189	262	82,1
Primavera	»	258	280	245	280	206	110	206	174	255	76,2
Estate	»	258	280	245	280	197	119	197	169	261	78,4
Autunno	»	258	279	245	279	203	112	201	175	268	81,7

TAB. 11

COSTANTI NON ARMONICHE DI CIVITAVECCHIA.

ANNO	η età della marea giorni	$IMAM$ $MHWI$ h. m.	$IMAM$ alta marea h. m.	$IMAM$ bassa marea h. m.	$ISAM$ $HWFC$ h. m.	$HM_2 + HS_2$ cm	$HM_2 - HS_2$ cm	ΣH cm	A_0 cm
1952	0,77	8.46	8.41	8.50	8.56	15,2	6,8	24,3	80,8
1953	0,92	8.41	8.35	8.47	8.53	14,9	6,9	23,7	78,6
1954	0,79	8.42	8.38	8.46	8.52	15,1	7,1	23,9	79,3
Media	0,83	8.43	8.38	8.48	8.54	15,1	6,9	24,0	79,6

RIASSUNTO

Si calcolano le costanti armoniche e non armoniche delle maree dei porti di Napoli e di Civitavecchia nel Mar Tirreno. Si segue il procedimento calcolato dal Doodson per l'Ammiragliato inglese applicandolo per 48 mesi a Napoli e per 36 mesi a Civitavecchia. Si presentano pure i valori mensili e stagionali delle maree e ciò per poter esaminare le variazioni stagionali delle costanti stesse.

SUMMARY

Harmonic and non-harmonic tidal constants in the Ports of Naples and Civitavecchia, in the Tyrrhenian Sea, are here calculated, after the proceeding elaborated by Doodson for the Admiralty, considering a period of 48 months for Naples and of 36 months for Civitavecchia. Monthly and seasonal tidal values are also presented in order to examine the seasonal variations of said constants.

RESUMÉ

On calcul les constantes harmoniques et non-harmoniques des marées dans les ports de Naples et Civitavecchia, dans la mer Tyrrhénienne, selon le procédé élaboré par Doodson pour l'Amiralat Englais, en l'applicant à une période de 48 mois à Naples et de 36 mois à Civitavecchia. On present aussi les valeurs mensuelles et saisonelles des marées pour l'examen des variations saisonelles des constantes mêmes.

BIBLIOGRAFIA

Doodson A. T., Warburg H. D., *The Admiralty Tides Tables*. Part. III, *Instructions and Tables*. Hydrogr. Dept. London, 1941.

Polli S., *Oscillazione annua del mare Mediterraneo*. Arch. di Oceanogr. e Limnol., Vol. I, 1, Mem. 288, Comit. Talass. It., 1941.

— *Correzioni stagionali nella previsione della marea per i porti del Mediterraneo*. Arch. di Oceanogr. e Limnol., 1944.

— *Correzioni del momento da apportarsi alle previsioni di marea per i porti del golfo di Trieste*. Ist. Talassogr., Trieste, 1949, Pubbl. N. 245.

POLLI S., *Le maree a Porto Marghera.* Annali di Geofisica, Vol. IV, N. 3, 387-398, 1951.

— *Il graduale aumento del livello del mare lungo le coste italiane.* Geofisica pura e appl., Vol. 25, 123-129, Milano, 1953.

— *L'attuale aumento del livello del mare lungo le coste del Mediterraneo.* Geofisica e Meteorologia, Vol. II, N. 1/2, 13-16, Genova, 1954.

— *Le costanti armoniche e non armoniche delle maree dei porti di Livorno e Imperia.* Geofisica e Meteorologia, Vol. III (1955), N. 4, Genova.

STERNECK R., *Harmonische Analyse und Theorie der Mittelmeergezeiten.* Sitzungsber, d. mat. naturw. Kl., Abt. II^a, 131. Bd, S. 667-694, Akad. d. Wissensch., Wien, 1922.

TENANI M., *Maree e correnti di marea.* Ist. Idrogr. della Marina, Genova, 1940.

Direttore: Prof. ENRICO MEDI

Prof. PIETRO CALOI - *Responsabile*

Tipografia Pio X – Roma – Via degli Etruschi, 7

SOME CONSEQUENCES OF THE EXISTENCE OF LOW-VELOCITY LAYERS

Markus Båth

Introduction.

The velocities of elastic waves (P and S) generally increase with depth in the earth. If at some depth this increase is replaced by a decrease over an interval of depth, again followed by an increase at some greater depth, we have, what we call a low-velocity layer, provided the numerical value of the velocity decrease with depth in at least a part of the layer surpasses the critical value v/r (v = velocity, r = radius; see Gutenberg, 1954 b, and Bullen, 1954, pp. 87-89). The most marked low-velocity layer (for P waves) exists on the inner side of the outer core. This low-velocity layer has already been recognized by all seismologists long ago. If a low-velocity layer exists also at the boundary of the inner core, is not yet certain. According to Jeffreys there is one, whereas Gutenberg does not find sufficient observational support for it.

The existence of several low-velocity layers also in the crust and the mantle of the earth (lithosphere resp. asthenosphere) is a fairly recent discovery, mainly by Professor Gutenberg. Several seismologists still do not believe in their existence, and the whole problem is much discussed. Personally I believe in their existence for reasons which will be explained below. It is true that the lithosphere and asthenosphere low-velocity layers are by no means so pronounced as the one on the inner side of the outer core. For this latter low-velocity layer we know the corresponding shadow zone on the surface of the earth and the ray paths in the earth etc. fairly well. The experience gained from these studies is very helpful in studying the other less pronounced low-velocity layers.

Supporting facts and explanations of low-velocity layers.

With regard to the details of the various facts which support the existence of these low-velocity layers and with regard to their explanation I refer to papers by Gutenberg. The purpose of this paper is only

to emphasize a series of problems, for the solution of which low-velocity layers are of the utmost importance.

The supporting facts may be summarized as follows.

1. Discrepancies between observations of near-by earthquakes and blasts concerning the velocity of P (or Pg) could be reconciled by assuming a low-velocity layer in the crust. Discrepancies between origin times computed from longitudinal and transverse waves led to the same result (Gutenberg, 1951 b).

2. The observed variation with distance of the amplitudes of the direct longitudinal waves (p) through the crust agrees best with the assumption of a lithosphere low-velocity layer (Gutenberg, 1951 b, fig. 2, p. 148).

3. Observations of shadow zones have given good evidence especially of the asthenosphere low-velocity layer.

4. The asthenosphere low-velocity layers have got direct support from velocity determinations for P and S waves (Gutenberg, 1953).

5. The existence of channel waves which propagate over large distances with little loss of energy is a strong support for low-velocity layers, acting as wave-guides.

6. The observed dispersion of Rg waves is best explained by the assumption of a lithosphere low-velocity layer (Båth, 1954 b, pp. 305-309).

Concerning the explanation of the low-velocity layers, nothing definite is known. Both the pressure and the temperature increase downward; increased pressure entails increased velocity, whereas increased temperature causes decreased velocity. In a depth interval where the temperature effect dominates over the pressure effect, a low-velocity layer can result. In this way quite complicated velocity-depth relations may be possible. However, more direct proofs of this hypothesis from laboratory and other data are mostly lacking (Gutenberg, 1955 a). Earlier it was believed that phase changes similar to the transition from α- to β-quartz could give an explanation for the lithosphere low-velocity layer (Gutenberg, 1951 a). The transition from α- to β-quartz occurs at a certain temperature (see Gutenberg, 1951 a, p. 432) and it could therefore at most explain one low-velocity layer. As a general cause it is insufficient, and several data (especially the observations of channel waves) require more than one low-velocity layer.

Gutenberg (1955 a) has recently presented two slightly different velocity-depth curves for P and S waves. In fig. 1 I have given those curves of Gutenberg which I find to be in best accord with observational

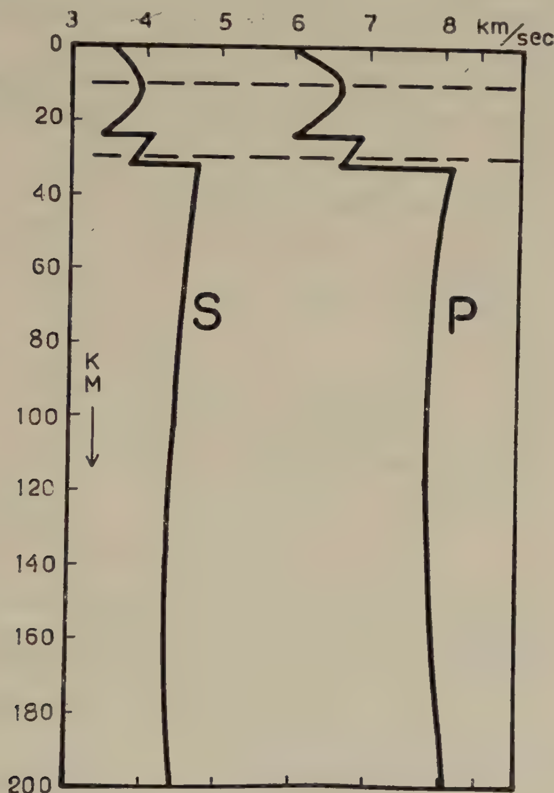


Fig. 1

data at present. In fig. 1 it is assumed that the temperature effect on the velocities dominates over the pressure effect in the depth intervals 10-100 km for P waves and 10-150 km for S waves. In addition there are superposed two discontinuities (with rapid increases of the velocities) at the Conrad and at the Mohorovičić boundaries. It is generally believed that these two boundaries are chemical discontinuities. At each boundary there is a certain pressure p and a certain temperature T. In two chemically distinct materials with in general different densities and different elastic properties, it is then more likely that at the pressure p and the temperature T the elastic velocities will be

different than being equal, i. e. it is more natural to expect a jump in the velocities than not. If instead the boundaries were due to phase changes in the same material, the same reasoning holds, as different phases also in general have different densities and different elastic properties. The velocity-depth curves in fig. 1 have got good support from the study of channel waves (see next chapter).

We shall now investigate what physical-chemical properties are obtained as consequences of the assumption of a low-velocity layer in the asthenosphere. The following notation is used:

v_P = the velocity of longitudinal waves,

v_S = the velocity of transverse waves,

ϱ = the density,

T = the temperature,

p = the pressure,

k = the incompressibility (bulk modulus),

μ = the rigidity,

r = the distance from the earth's centre,

z = the depth, counted positive downwards,

m = the mass of the earth inside a sphere of radius r,

n_i = the number of moles of a substance i (per unit mass),

γ = the gravitation constant.

The following assumptions are made for the layer between 30 and 200 km depth:

1. Gutenberg's (1953) velocities v_P and v_S, including low-velocity layers. See fig. 2, where the velocities have been extrapolated up to 30 km, i. e. up to the Mohorovičić discontinuity.

2. Gutenberg's (1951 c) temperature curve (fig. 2).

3. Constant chemical composition.

4. Hydrostatic equilibrium.

5. $\frac{\partial \varrho}{\partial T} = 0$ in agreement with Bullen (1947, p. 213).

6. $\varrho = 3.320$ g/cm³ at $z = 30$ km (immediately below Mohorovičić discontinuity).

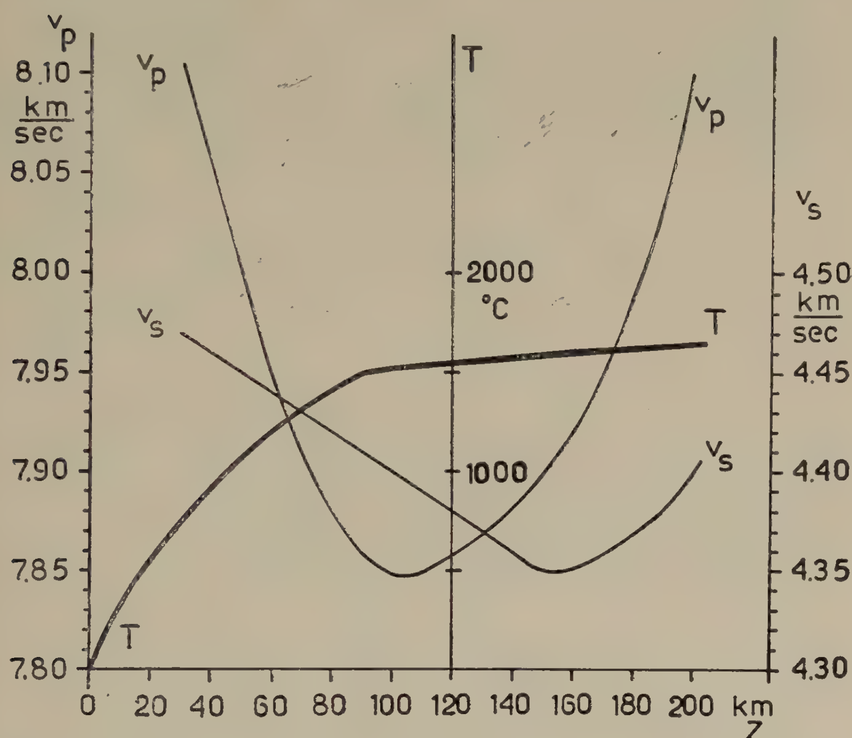


Fig. 2

Denoting by X any physical property, which in particular could be ϱ, k, μ, we have in general

$$\frac{dX}{dz} = \left(\frac{\partial X}{\partial p}\right)_{T, n_i} \frac{dp}{dz} + \left(\frac{\partial X}{\partial T}\right)_{p, n_i} \frac{dT}{dz} + \sum_i \left(\frac{\partial X}{\partial n_i}\right)_{T, p, n_j} \frac{dn_i}{dz}$$

with $i \neq j$. In computing the density gradient only the pressure term (first term) is taken into account:

$$\frac{d\varrho}{dz} = -\frac{d\varrho}{dr} = + \frac{\gamma m \varrho}{r^2 \left(v_P^2 - \frac{4}{3} v_S^2\right)}$$

Whereas the temperature can be ignored in the density determination, its influence on elasticity (k, μ) cannot be neglected. This is evident

from the explanation of low-velocity layers outlined above. The formula for $\frac{d\varrho}{dz}$ is first applied for $z = 30$ km ($r = 6340$ km): the corresponding m is obtained by subtracting from the whole mass of the earth, $5.975 \times \times 10^{27}$ g, the mass of the crust, 0.014×10^{27} g. The formula is then used successively for intervals of 10 km down to 200 km · k, μ, and $\frac{dp}{dz}$ are calculated by means of the following formulas

$$\frac{k}{\varrho} = v^2{}_P - \frac{4}{3} v^2{}_S$$

$$\frac{\mu}{\varrho} = v^2{}_S$$

$$\frac{dp}{dz} = -\frac{dp}{dr} = +\frac{\gamma m \varrho}{r^2}$$

$\frac{dk}{dz}$, $\frac{d\mu}{dz}$, $\frac{dT}{dz}$ have been determined graphically.

$\left(\frac{\partial \varrho}{\partial p}\right)_T$ is computed directly from the equation

$$\left(\frac{\partial \varrho}{\partial p}\right)_T = \frac{\frac{d\varrho}{dz}}{\frac{dp}{dz}}$$

All values are given in Table 1, where CGS units have been used, unless otherwise mentioned.

We note that it is necessary for both k and μ to pass through minima, whereas ϱ is very little influenced by the assumptions of low-velocity layers (Fig. 3). Bullen has recently introduced a discontinuous density increase of 0.5 g cm³ at a depth of 80 km (see Lambert and Darling, 1951, pp. 359-360). This could, however, not be taken into account here as it then also seems necessary to make corresponding assumptions for μ.

Each of the following formulas

$$\frac{dk}{dz} = \left(\frac{\partial k}{\partial p}\right)_T \frac{dp}{dz} + \left(\frac{\partial k}{\partial T}\right)_p \frac{dT}{dz}$$

$$\frac{d\mu}{dz} = \left(\frac{\partial \mu}{\partial p}\right)_T \frac{dp}{dz} + \left(\frac{\partial \mu}{\partial T}\right)_p \frac{dT}{dz}$$

Table 1

z	v_P	v_S	m	$\frac{k}{\varrho}$	$\frac{\mu}{\varrho}$	ϱ	k	μ	$\frac{d\varrho}{dz}$	$\frac{dp}{dz}$	$\frac{dT}{dz}$	$\frac{dk}{dz}$	$\frac{d\mu}{dz}$	$\frac{\partial \varrho}{\partial p}$
km	km/sec	km/sec	10^{27} ×	10^{11} ×	10^{11} ×		10^{12} ×	10^{12} ×	10^{-2} ×	10^{9} ×		10^{12} ×	10^{12} ×	10^{-12} ×
30	8.10	4.47	5.961	3.897	1.998	3.320	1.294	0.6633	0.843	3.285	158	— 0.0214	— 0.001178	2.566
40	8.05	4.46	5.944	3.828	1.989	3.328	1.274	0.6619	0.861	3.294	147	— 0.0197	— 0.001178	2.614
50	8.00	4.45	5.927	3.760	1.980	3.337	1.255	0.6607	0.879	3.304	131	— 0.0188	0.001178	2.660
60	7.95	4.44	5.910	3.692	1.971	3.346	1.235	0.6595	0.898	3.314	116	— 0.0163	— 0.001178	2.710
70	7.91	4.43	5.893	3.640	1.962	3.355	1.221	0.6583	0.913	3.324	101	— 0.0109	— 0.001178	2.747
80	7.88	4.42	5.876	3.605	1.954	3.364	1.213	0.6573	0.925	3.334	83	— 0.0073	0.001200	2.774
90	7.86	4.41	5.859	3.585	1.945	3.373	1.209	0.6560	0.933	3.344	42	0	0.001227	2.790
100	7.85	4.40	5.842	3.581	1.936	3.382	1.211	0.6548	0.937	3.354	12	+ 0.0050	0.001227	2.794
110	7.85	4.39	5.825	3.593	1.927	3.391	1.218	0.6534	0.936	3.364	12	+ 0.0092	— 0.001227	2.782
120	7.86	4.38	5.808	3.620	1.918	3.400	1.231	0.6521	0.932	3.373	12	+ 0.0117	0.001227	2.763
130	7.87	4.37	5.791	3.648	1.910	3.409	1.244	0.6511	0.928	3.383	12	+ 0.0130	— 0.001227	2.743
140	7.88	4.36	5.774	3.675	1.901	3.418	1.256	0.6498	0.923	3.393	12	+ 0.0141	— 0.001227	2.720
150	7.90	4.35	5.757	3.718	1.892	3.427	1.274	0.6484	0.915	3.403	12	+ 0.0162	0	2.689
160	7.92	4.35	5.740	3.750	1.892	3.436	1.289	0.6501	0.910	3.413	12	+ 0.0173	+ 0.003733	2.666
170	7.95	4.36	5.723	3.786	1.901	3.445	1.304	0.6549	0.904	3.423	12	+ 0.0189	+ 0.004433	2.641
180	7.99	4.37	5.706	3.838	1.910	3.454	1.326	0.6597	0.894	3.432	12	+ 0.0239	+ 0.004833	2.605
190	8.04	4.38	5.689	3.906	1.918	3.463	1.353	0.6642	0.881	3.442	12	+ 0.0275	+ 0.006260	2.560
200	8.10	4.40	5.672	3.980	1.936	3.472	1.382	0.6722	0.867	3.452	12	+ 0.0308	+ 0.009429	2.512

The derivatives with respect to z are expressed in CGS units per 10 km.

have then been applied to three depth intervals, 30-80 km, 90-140 km, and 150-200 km, each interval comprising 6 observations of each quan-

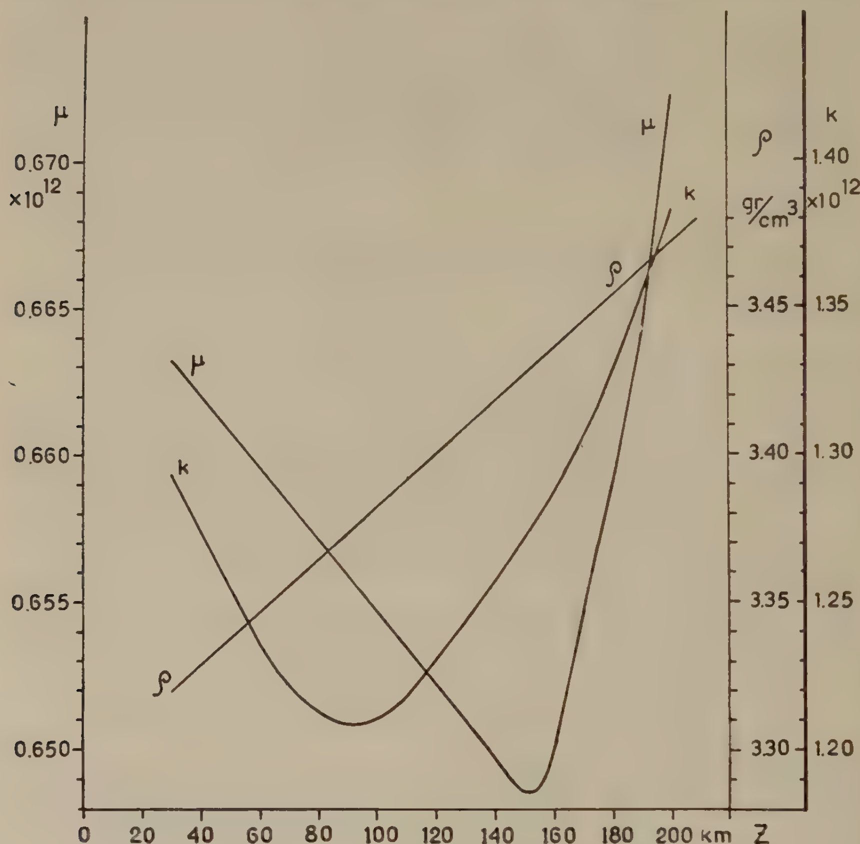


Fig. 3

tity. Least-square solutions have been made, yielding mean values of the unknowns

$$\left(\frac{\partial k}{\partial p}\right)_T , \quad \left(\frac{\partial k}{\partial T}\right)_p , \quad \left(\frac{\partial \mu}{\partial p}\right)_T , \quad \left(\frac{\partial \mu}{\partial T}\right)_p$$

for each of the three intervals. The results of this computation are given in Table 2. Smaller intervals could not easily be used, as too unreliable values would then have been obtained.

The values in Table 2 are direct consequences of our assumptions, especially of the existence of a low-velocity layer. The next step would

Table 2. – CGS UNITS USED

Δz km	$\frac{\partial k}{\partial p}$	$\frac{\partial k}{\partial T}$	$\frac{\partial \mu}{\partial p}$	$\frac{\partial \mu}{\partial T}$
30–80	$+2.247$	-1.888×10^{8}	$+1.675 \times 10^{-4}$	-0.922×10^{7}
90–140	$+4.395$	-3.506×10^{8}	-0.364	-0.805×10^{5}
150–200	$+3.134 \times 10^{2}$	-8.765×10^{10}	$+1.968 \times 10^{2}$	-5.581×10^{10}

be to investigate if these values are reasonable or not. If any of them is unreasonable, this will call for a revision of the assumptions made above. However, laboratory data (see e. g. Adams, 1951) are still too scanty to decide this question. There is general agreement as far as signs are concerned with the exception of $\frac{\partial \mu}{\partial p}$ for the second interval. But μ is practically independent of p, at least for the first layer, and nearly so for the second layer. The values of $\frac{\partial k}{\partial p}$ are in fair agreement with measurements on rock samples. There are still too few laboratory investigations of $\frac{\partial k}{\partial T}$ to allow a comparison.

We note from our results in Table 2 that the effects both of p and T on k and μ are much larger in the third layer than in the first two layers, which in general agree reasonably well with each other. It is too early to say if this obvious change is due to different chemical composition or to physical changes of the material. Some authors have assumed melting to begin at about 80 km depth. This would entail decreased bulk modulus and decreased density, passing from the crystalline to the glassy state.

The corresponding dependence of the elastic velocities on pressure and temperature were then computed from the following formulas

$$\frac{\partial v_P^2}{\partial p} = \frac{1}{\varrho}\left(\frac{\partial k}{\partial p} + \frac{4}{3}\frac{\partial \mu}{\partial p}\right) - \frac{v_P^2}{\varrho}\frac{\partial \varrho}{\partial p}$$

$$\frac{\partial v_P^2}{\partial T} = \frac{1}{\varrho}\left(\frac{\partial k}{\partial T} + \frac{4}{3}\frac{\partial \mu}{\partial T}\right)$$

$$\frac{\partial v_S^2}{\partial p} = \frac{1}{\varrho}\frac{\partial \mu}{\partial p} - \frac{v_S^2}{\varrho}\frac{\partial \varrho}{\partial p}$$

$$\frac{\partial v_S^2}{\partial T} = \frac{1}{\varrho}\frac{\partial \mu}{\partial T}\,.$$

These computations were made for three different levels, i. e. 60, 120, and 180 km depth. The results are given in Table 3, where also

$$\frac{d v_P}{dz} \quad \text{and} \quad \frac{d v_S}{dz}$$

are given, computed from

$$\frac{d v_{P,S}^2}{dz} = \frac{\partial v_{P,S}^2}{\partial p} \frac{dp}{dz} + \frac{\partial v_{P,S}^2}{\partial T} \frac{dT}{dz} .$$

Table 3

z km	$\frac{\partial v_P^2}{\partial p}$ CGS	$\frac{\partial v_P^2}{\partial T}$ CGS	$\frac{d v_P}{dz}$ km/sec/10 km	$\frac{\partial v_S^2}{\partial p}$ CGS	$\frac{\partial v_S^2}{\partial T}$ CGS	$\frac{d v_S}{dz}$ km/sec/10 km
60	$+0.6715$	-0.6010×10^8	-0.03	$+0.5006 \times 10^{-4}$	-0.2756×10^7	-0.004
120	$+1.1500$	-1.0315×10^8	$+0.02$	-0.1071	-0.2368×10^5	-0.004
180	$+1.6671 \times 10^2$	-4.6920×10^{10}	$+0.06$	$+0.5698 \times 10^2$	-1.6158×10^{10}	$+0.02$

As a check on the calculations we find that the computed $\frac{d v_{P,S}}{dz}$ agree well with the values directly obtained from the given $v_{P,S}$. The remaining small deviations are explained by the fact that in computing $\frac{d v_{P,S}}{dz}$ we used mean values of

$$\frac{\partial k}{\partial p}, \quad \frac{\partial k}{\partial T}, \quad \frac{\partial \mu}{\partial p}, \quad \frac{\partial \mu}{\partial T}$$

for certain intervals.

As a result of these calculations we have found it possible to explain low-velocity layers in the asthenosphere by the combined effect of pressure and temperature on the elastic properties of the material. With a minimum number of reasonable assumptions, stated above, we have calculated the values of

$$\frac{\partial k}{\partial p}, \quad \frac{\partial k}{\partial T}, \quad \frac{\partial \mu}{\partial p}, \quad \frac{\partial \mu}{\partial T},$$

which are necessary to explain the given velocity variation with depth. The values obtained for these quantities cannot yet be fully confirmed by data from other sources, nor can they be denied. The values

given will be relevant to further investigations of this layer (30-200 km) in the earth as well as to further laboratory investigations of various rock samples under high pressure and high temperature.

Channel waves

A low-velocity layer in any medium may act as a wave guide. We know this from the oceans and the atmosphere. The question of *T* phases (*P* waves propagated along a wave guide at some depth in the oceans) is still discussed, and not all agree on their water-borne nature. If agreement is found in a limited area between the velocity of *T* over an oceanic path and the velocity of sound through the ocean, this may not be of conclusive importance. But if we compare these two velocities in widely different regions and still find agreement within the error limits between the velocities of *T* and of sound in each locality, the conclusion is evident. Ewing, Press, and Worzel (1952) studied the *T* wave propagation in the Pacific, and Båth (1954 a) on the limit of the Arctic Ocean. In the Pacific the velocities of both *T* and sound were markedly higher than in my case, but in both cases the agreement between the velocities of *T* and of sound were perfect. The only natural explanation is that *T* is water-borne; in fact, it seems extremely unlikely that the bottom structure in the two regions should have such differences so as to produce the agreements found. The experience from the oceanic wave-guide may be of value in interpreting the corresponding channels in the solid earth, as the oceans are easily accessible for direct measurements.

The preliminary study of *T* phases at Kiruna (Båth, 1954 a) has got strong confirmation from a large number of later cases. At Kiruna *T* phases are only obtained from a limited region between Jan Mayen and Spitsbergen, but hitherto from no other part of the Atlantic or the Arctic. Recently (for an earthquake on February 22, 1956, origin time = 00.07.37 GMT, epicentre location 73°1/2 N, 8°E, i. e. in the Arctic Ocean, SW of Spitsbergen) we received very strong *T* phases at Kiruna and also at Skalstugan and the first observed at Uppsala, for which the land path amounts to approx. 2/3 of the total path. I believe that much more information could be obtained from other areas concerning *T* phases, in the European area for instance from earthquakes in the Mediterranean. But short-period instruments with high magnification are necessary for their observation.

For the earth the channel-wave problem is much more complicated, as there are several channels and both longitudinal and transverse waves

can exist. In Table 4 our present knowledge is summarized concerning channel waves in the earth.

Lg and *Rg* waves, which exist only for unbroken continental paths, were discovered by Press and Ewing (1952) for American paths. Båth (1954 b) found from a study of these waves over Euroasiatic paths that *Lg* consists of two (or possibly three) distinct waves, *Lg1* and *Lg2*. This result was then confirmed by Gutenberg (1955 b). In my view, however, the channel-wave study is still only in its first beginnings. The constitution of the continental crust is probably much more complicated than we realize to-day. Our knowledge of the various possibilities for wave propagation in the crust is very meagre, and still we can at most produce hypotheses.

Table 4

Wave	Group velocity km/sec	Periods sec	
		Mean period	Period range
Li	3.8	*	*
Lg1	3.54	5.8	2–11
Lg2	3.37	6.8	2–12
(*Lg*)	3.22	*	*
Rg	3.07	9.2	3–16
Pa	7.9–8.0	—	5–12
Sa	4.4	—	10–30

* Comparable to *Lg1* and *Lg2*.

In more recent studies I have found repeatedly waves of *Lg*-type (i. e. with wave motion similar to *Lg1* and *Lg2* and propagated only over continental paths) with velocities 3.8 and 3.22 km/sec. Fig. 4 shows an example of the *Lg* wave with group velocity 3.8 km/sec. This new wave will be denoted *Li*, where *i* stands for the intermediate layer in the same way as *g* in *Lg* refers to the granitic layer. In his most recent study of wave velocities Gutenberg (1955 a) has given two low-velocity layers in the crust. It appears probable that the *Li* wave (with velocity 3.8 km/sec) is guided by the lower of the two channels, i. e. above the Mohorovičić discontinuity, at least to judge from the velocities given (see fig. 1).

Some results compiled by Bullen (1947, pp. 193-194) indicate that as a mean for Europe and central Asia the velocities of *Sg* and *S** are 3.33 and 3.77 km/sec respectively. I consider it very likely that our *Lg2* is identical with *Sg* and the newly discovered *Li* with velocity 3.8 km/sec is identical with *S**. Both *Sg* and *S** are probably guided waves or channel waves in the granitic and intermediate layers resp. For this

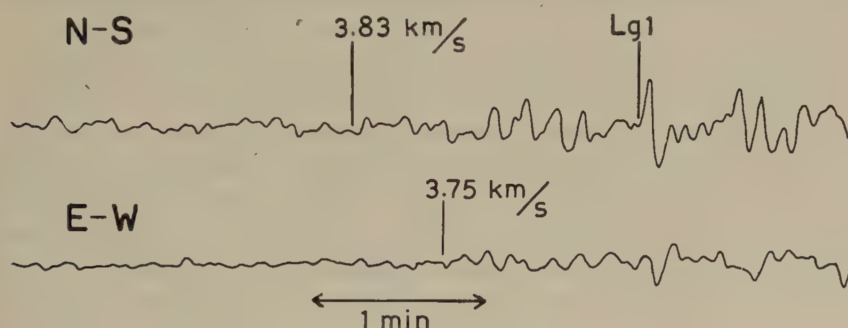


Fig. 4. – Records of *Li* in addition to *Lg 1* written by the Uppsala Wiechert seismograph for an earthquake in China. Epicentre at 39° N, 104° E. Origin time = 00.59.57 on July 31, 1954. Magnitude ≃ 7.

reason they can be observed also at large distances, then called *Lg* or *Li* waves, and not only in records of near-by earthquakes. Further detailed studies of the *Li* wave are needed, especially to see if it only propagates over continental paths. The granitic layer is missing in the ocean bottom, and it is therefore natural that *Lg1* and *Lg2* do not propagate over an oceanic structure. But an intermediate layer of reduced thickness (around 5 km) exists also in the ocean bottoms. Preliminary investigations show that *Li* in spite of this does not propagate over oceanic areas. The temperature and the pressure conditions are undoubtedly different in the oceanic and the continental intermediate layers, and it appears probable that the oceanic intermediate layer is unable to act as a wave guide. Another possibility is that the energy distribution is disturbed too much at the continental edge.

The asthenosphere channel waves *Pa* and *Sa* were discovered by Caloi (1953, 1954) and independently by Press and Ewing (1955) and later studied also by Gutenberg (1955 b). We have given our observations of *Pa* and *Sa* on the records at Uppsala and Kiruna in our annual bulletins from 1954 on. The velocities and periods agree with those of the other authors. The *Pa* and *Sa* waves are often not so conspicuous

as *Lg* and *Rg* and moreover they are for certain distances masked by other waves. But nevertheless, there seems to be no doubt about their existence. *Pa* and *Sa* belong to deeper channels and are observed for both oceanic and continental paths. The depth of the earthquake focus seems to be of importance for the existence of *Pa* and *Sa*. It is a matter of observation that the clearest *Pa* and *Sa* are obtained for earthquakes with foci in or near the axis of the resp. channels (around 100 km for *Pa* and 150 km for *Sa*). In general both *Pa* and *Sa* exist together in the same record, which means that when the circumstances are favourable for say *Pa*, they are also favourable for *Sa*.

The periods of *Sa* are decidedly longer than those of *Lg* and *Rg*. This may possibly have some connection with the width of the channel (the asthenosphere channel being much wider than the lithosphere channels). The reason may also be that due to the greater depth of the asthenosphere channel only the longer wave components are observed on the earth's surface, whereas shorter waves, even if existent, do not reach far enough outside the channel to be observed. The wave lengths for *Pa* and *Sa* lie in the ranges 40-96 km and 44-132 km respectively, as computed from the data given in Table 4, i. e. the depths of the asthenosphere channels for *P* and *S* amount approximately to 1-3 wave lengths. A series of seismographs with different but well-defined and very limited frequency response would probably do great service in the further investigation of the various channel waves.

Press and Ewing (1955) have found some evidence of two different *Sa* waves. One of them corresponds to the *Sa* wave already described, although they find a velocity of about 4.58 km/sec, the other appears to be associated with the long-period *G* waves with a velocity of about 4.40 km/sec. Their " whispering-gallery " hypothesis for the propagation of *Pa* and *Sa* appears less likely as there will be no total reflexions against the Mohorovičić discontinuity for incidence from below.

The low-velocity layers shown in fig. 1 have a sharp discontinuity on one side when in the lithosphere but not in the asthenosphere. This agrees with the observations of channel waves. In the lithosphere channels longitudinal waves could not be guided for any length due to rapid loss of energy on repeated reflexions at the discontinuities or at the surface of the earth. It is also a fact that no longitudinal waves in the lithosphere channels exist at greater distances (Båth, 1954 b, p. 316). On the other hand, in the asthenosphere channel, as shown in fig. 1, both longitudinal and transverse waves could be expected. As a matter of fact, they both exist (*Pa* and *Sa*).

We know that *P* waves are never totally reflected (as *P* waves) at the surface of the earth or at an internal discontinuity. *SH* waves are totally reflected (as *SH* waves) at thé surface, and *SV* waves are

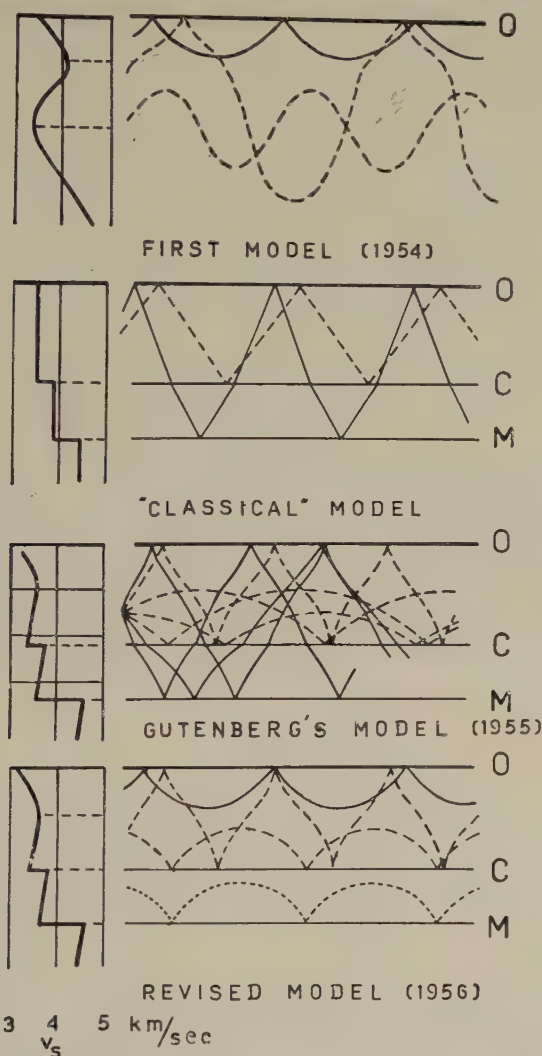


Fig. 5. – Solid curves = *Lg 1*, sdashed curves = *Lg 2*, dotted curves = *Li*.

totally reflected at the surface, if the angle of incidence surpasses approx. 35°. Both *SH* and *SV* are totally reflected at internal discontinuities between solids for angles of incidence surpassing the limiting angle for

total reflexion (as in optics). Lithosphere channels with a sharp discontinuity on one side (the lower side) therefore seem to explain most observations hitherto concerning *Lg*. They explain the absence of guided *P* waves at greater distances, which could not be explained if there were only gradual (and no discontinuous) velocity variations in passing through the low-velocity layers. The observed vertical component of *Lg* is due to *SV* which may be totally reflected. We also note that there is no need to introduce any hypothetical fluid layers.

It is appropriate in this connection to consider different possibilities for the propagation of the *Lg* waves in the continental crust. I have presented one model (Båth, 1954 b, p. 320), which should now be modified by the introduction of two low-velocity layers in the crust, both with sharp discontinuities as the lower boundaries (Conrad and Mohorovičić) for reasons already indicated. Gutenberg (1955 b, p. 290) has presented another model differing from mine mainly in the way of propagation of *Lg1*. I will here also test a third model without low-velocity layers, i. e. a crust according to classical ideas and in which *Lg1* waves are propagated by total reflexions at the earth's surface (00) and the Mohorovičić discontinuity (MM), i. e. as assumed by Gutenberg, and where *Lg2* propagates by successive total reflexions in the granitic layer. The velocities of *S* waves (v_S) in Gutenberg's (1955 b) new model and in the classical model are given in Table 5 (CC = Conrad discontinuity).

Table 5

Classical model			Gutenberg's model		
Depth km	Layer	v_S km/sec	Depth km	Discontinuity	v_S km/sec
0–22	00-CC	3.4	0	00	3.28
22–34	CC-MM	3.8	10	—	3.56
> 34	immediately below MM	4.4	22	above CC	3.36
				below CC	3.79
			34	above MM	3.56
				below MM	4.61

All three models are capable to give the velocities of *Lg* and *Li* waves in close agreement with observations. This is naturally a necessary but by no means a sufficient requirement for any model.

We will now try to proceed further by energy considerations. We introduce the following notation:

i_C = the angle of incidence from above against CC,

i_M = the angle of incidence from above against MM,

i_0 = the angle of incidence at the earth's surface,

i_{10} = the angle of incidence at a depth of 10 km, the assumed depth of an earthquake focus,

E_{Lg1} = the total energy of *Lg1* waves,

E_{Lg2} = the total energy of *Lg2* waves,

E_S = the total energy of *S* waves.

For an effective energy transmission in the classical model or in Gutenberg's model we must consider only total reflexions of *Lg1* both at 00 and at MM, and of *Lg2* at CC and also at 00 (classical model). If the reflexion is not complete, the energy will be rapidly lost on the repeated reflexions. For *Lg1* there is the further condition that it should not be totally reflected at CC. These two conditions impose the following limits of possible i_C values for *Lg1*:

Classical model	$50^\circ4 < i_C < 63^\circ5$
Gutenberg's model	$46^\circ6 < i_C < 62^\circ4$.

The corresponding limitations on i_0 are:

Classical model	$50^\circ2 < i_0 < 63^\circ1$
Gutenberg's model	$45^\circ0 < i_0 < 59^\circ6$.

The corresponding limiting values of i_{10} (i. e. at the assumed focus) are immediately calculated from these values. Similar computations can easily be made for *Lg2*. The results are given in Table 6.

We assume spherically symmetrical energy radiation from the focus and take into account that energy passes into *Lg1* and *Lg2* by radiation both upward and downward from the focus. Diffraction and scattering phenomena are neglected. The energy ratios of *Lg* to *S* are then given by the ratios of the area on a sphere around the focus cut out by *Lg*

Table 6

Model	*Lg1*	*Lg2*
Classical . .	$50°2 \leqslant i_{10} \leqslant 63°1$ upward	$63°1 \leqslant i_{10} \leqslant 90°$ upward
	$50°4 \leqslant i_{10} \leqslant 63°5$ downward	$63°5 \leqslant i_{10} \leqslant 90°$ downward
Gutenberg .	$50°2 \leqslant i_{10} \leqslant 69°6$ upward	*a)*
	$50°2 \leqslant i_{10} \leqslant 69°6$ downward	$69°6 \leqslant i_{10} \leqslant 90°$ downward
		b)
		$69°6 \leqslant i_{10} \leqslant 90°$ upward
		$69°6 \leqslant i_{10} \leqslant 90°$ downward

a) *Lg2* is assumed to propagate altogether within the granitic low-velocity layer.

b) *Lg2* includes both the case *a)* and the assumed *Lg2* reflected both at 00 and CC (see fig. 4 by Gutenberg, 1955 b, p. 290).

to the total area of the sphere. Our results are given in Table 7, where all energy ratios refer to the immediate vicinity of the focus (indicated by subscript 0).

Table 7

Model	$(E_{Lg1})_0 : (E_S)_0$	$(E_{Lg2})_0 : (E_S)_0$	$(E_{Lg2})_0 : (E_{Lg1})_0$
Classical	0.19	0.45	2.37
Gutenberg	0.29	*a)* 0.17	*a)* 0.60
		b) 0.35	*b)* 1.19

For explanation of *a)* and *b)* see note of Table 6.

The computed values of $(E_{Lg2})_0 : (E_{Lg1})_0$ can be compared with my observations (Båth, 1954 b, p. 312), noting, however, that my observations do not refer to the conditions near the focus but are obtained at greater distance and also include values for slightly different focal

depths. In both the classical and in Gutenberg's model the total energy of *Lg2* is independent of distance, whereas E_{Lg1} should decrease due to losses in crossing CC. If the existence of CC is assumed and it has been assumed to be of great importance for the propagation of *Lg2*, we cannot naturally ignore its influence on *Lg1*. The consequence is that in both the classical model and in Gutenberg's model $E_{Lg2} : E_{Lg1}$ should increase as the wave motion propagates. This makes the classical model still more improbable as $(E_{Lg2})_0 : (E_{Lg1})_0$ deviates by far too much from the observations. This fact together with the incapability to transmit *Li* waves (no total reflexion possible at CC for incidence from below in the classical model) is sufficient to exclude the classical model. Low-velocity layers appear as necessary. $(E_{Lg2})_0 : (E_{Lg1})_0$ as computed for Gutenberg's model (especially case b) agrees well with my observations. But it is expected that the energy losses of *Lg1* at CC will also here make the ratios much larger than observed. On the other hand, in my model for *Lg*-propagation (Båth, 1954 b, p. 320) both E_{Lg2} and E_{Lg1} as well as their ratio are independent of distance. I have used my own material (see the list of observations in Båth, 1954 b, pp. 324-342) to test this. Plotting

$$\varepsilon'_{Lg2} - \varepsilon'_{Lg1} = \log \frac{E_{Lg2}}{E_{Lg1}}$$

for 24 earthquakes at normal depth against distance (ranging from 14° to 61°), there was clearly no variation with distance, i. e. $E_{Lg2} : E_{Lg1}$ is independent of distance. This fact is more in favour of my model than of Gutenberg's.

In Gutenberg's model for *Lg1* there are total reflexions at 00 and MM but both reflexion and refraction at CC. The original energy of *Lg1* (considering first only the *SH* motion) is therefore kept within the crust but arrives at a given point on the surface along different paths within the crust. We use the following notation, considering only *SH* waves:

f_1 = the fraction of energy reflected at CC for a wave incident from above (*SH*),

f_2 = the fraction of energy reflected at CC for a wave incident from below (*SH*),

$(E_{Lg1})_{00}$ = the energy of *Lg1* near the focus per unit angle i,

$(E_{Lg1})_0$ = the total energy of *Lg1* near the focus,

E_{Lg1} = the total energy of *Lg1* at an epicentral distance Δ,

$(E_{Lg2})_0$ = the total energy of *Lg2* near the focus,

E_{Lg2} = the total energy of *Lg2* at an epicentral distance Δ.

After n reflexions from below, the energy of *Lg1* received at the surface in the form of *SH* waves is

$$E_{Lg1} = \int_{i_1}^{i_2} \left[\sum_{0}^{n} (f_1 + f_2 - 1)^n - f_2 \sum_{0}^{n-1} (f_1 + f_2 - 1)^n - f_1^n\right] (E_{Lg1})_{00}\, di$$

where i_1 and i_2 are the limits of the angle of incidence at the focus between which *Lg1* is obtained (see above).

The derivation is given below, using the following notation:

E_n = the energy at the surface after n returns to the surface, corresponding to the original energy E_0 per unit angle of incidence i at the focus,

E'_{n-1} = the energy of the wave in the intermediate layer after $n - 1$ reflexions against MM,

a = $f_1 + f_2$.

For a given original angle of incidence f_1 and f_2 are constant along the path. We then have

$$E_n = f_1 E_{n-1} + (1 - f_2) E'_{n-1}$$

$$E_{n-1} = f_1 E_{n-2} + (1 - f_2) E'_{n-2}$$

$$E'_{n-1} = (1 - f_1) E_{n-2} + f_2 E'_{n-2}$$

E'_{n-1} and E'_{n-2} are eliminated:

$$E_n = a E_{n-1} + (1 - a) E_{n-2}$$

Summing from $n = 2$ to n

$$\sum_{2}^{n} E_n = a \sum_{2}^{n} E_{n-1} + (1 - a) \sum_{2}^{n} E_{n-2}$$

we get

$$E_n = (a - 1) E_{n-1} + (1 - f_2) E_0$$

Multiplying by $(a-1)^m$ and summing from $m=0$ to $m=n-1$

$$\sum_{m=0}^{m=n-1} (a-1)^m E_{n-m} = \sum_{m=0}^{m=n-1} (a-1)^{m+1} E_{n-m-1} + \\ + \sum_{m=0}^{m=n-1} (1-f_2)\ (a-1)^m E_0\,.$$

we obtain

$$E_n = (a-1)^n E_0 + (1-f_2) E_0 \sum_0^{n-1} (a-1)^n = \\ E_0 \sum_0^n (a-1)^n - f_2 E_0 \sum_0^{n-1} (a-1)^n$$

E_n as computed here includes also part of $Lg2$, namely the part which is not totally reflected at CC. Obviously then

$$E_n = (E_{Lg1})_i + (E_{Lg2})_{\substack{\text{not totally}\\ \text{refl. at CC}}} = (E_{Lg1})_i + f_1^n E_0$$

$$E_{Lg1} = \int_{i_1}^{i_2} (E_{Lg1})_i\, di = \int_{i_1}^{i_2} \Big[\sum_0^n (f_1 + f_2 - 1)^n - \\ - f_2 \sum_0^{n-1} (f_1 + f_2 - 1)^n - f_1^n\Big] (E_{Lg1})_{00}\, di$$

as $E_0 = (E_{Lg1})_{00}$. This is the formula which should be proved.

For greater epicentral distance, i. e. $n \to \infty$, the expression for E_{Lg1} simplifies to the following

$$E_{Lg1} = \int_{i_1}^{i_2} \frac{1-f_2}{2-f_1-f_2} (E_{Lg1})_{00}\, di$$

Combined with the obvious relation

$$(E_{Lg1})_0 = \int_{i_1}^{i_2} (E_{Lg1})_{00}\, di = (E_{Lg1})_{00} \int_{i_1}^{i_2} di$$

valid for spherically symmetrical energy radiation from the focus, this equation gives

$$E_{Lg1} = (E_{Lg1})_0 \frac{\int\limits_{i_1}^{i_2} \frac{1-f_2}{2-f_1-f_2}\, di}{i_2 - i_1}$$

Combining this equation with the following

$$E_{Lg2} = (E_{Lg2})_0$$

we obtain that

$$\frac{E_{Lg2}}{E_{Lg1}} = \frac{(E_{Lg2})_0}{(E_{Lg1})_0} \frac{i_2 - i_1}{\int\limits_{i_1}^{i_2} \frac{1-f_2}{2-f_1-f_2}\, di} .$$

The ratio E_{Lg2}/E_{Lg1} corresponds to my observations (Båth, 1954 b, p. 312), $(E_{Lg2})_0/(E_{Lg1})_0$ corresponds to the theoretical results calculated above (Table 7). The factor on the right-hand side is > 1. If the focus is at the surface (00) then $i_2 = 59°6$ and $i_1 - 45°0$ in Gutenberg's model (see above).

It results from these calculations that E_{Lg1} (considering only the dominant *SH* motion) approaches a definite value during the propagation in the model assumed by Gutenberg (1955 b), i. e. the limit given above for $n \to \infty$. The factor by which $(E_{Lg2})_0/(E_{Lg1})_0$ should be corrected may also bring this ratio in good agreement with the observed E_{Lg2}/E_{Lg1}.

Nevertheless, this model seems to be less likely for the following two reasons. In *Lg1* there are also *SV* waves. When an *SV* wave strikes CC we get both reflected and refracted *SV* and *P*. The energy of the *P* waves thus obtained is to be considered as an energy loss for *Lg1*. This means that in this model the total energy of *Lg1* (considering both *SH* and *SV*) is steadily decreasing with increasing distance, and that E_{Lg2}/E_{Lg1} should increase, which is contrary to the observations. It is also a fact that *Lg1* often has a clear vertical component even for large distances, which would not be the case if *SV* lost part of its energy into *P* waves along the path.

Another reason which makes this model unlikely is the following. In the model considered above, the *Lg1* wave reaches the surface along different paths (including both refractions and reflexions at CC in addition to reflexions at 00 and MM). It is clear that the travel time

for these different paths will be slightly different. This means that the energy E_{Lg1} (as computed here) will be spread over an interval of time. The motion will then show a small, gradual beginning already in advance of *Lg1* proper. This result is in contrast to the observed fact that *Lg1* mostly has a very sharp onset with the largest amplitudes already at the start.

The energy computations above have been made only for models where reflexions and refractions occur. In models where also diffraction and scattering play an important rôle, no similar computations can easily be made. It may finally also be remarked that no model so far explains an (*Lg*) wave with a group velocity of 3.22 km/sec. It is not improbable that this wave at least in part consists of *Rg* motion related to *Lg1* (compare Båth, 1954 b, p. 302 and p. 322). The various models are shown in fig. 5, including also my own revised model.

We could possibly believe that the most pronounced low-velocity layer (on the inner side of the core) should also be a good guide for channel waves, not observable on the surface of the earth. However, it is easily seen that this low-velocity layer is only a very poor wave guide. *S* waves do not exist due to the liquid nature of the core, and *P* waves loose their energy rapidly due to repeated reflexions against the boundary of the core. The velocity of transverse waves immediately outside the core boundary is smaller than the velocity of longitudinal waves immediately inside (see Bullen, 1947, p. 210), and this circumstance precludes total reflexion. It is also a matter of fact that core waves with one or two parts of the path within the core *PKP*, *SKS*, *PKKP*, *SKKS* etc.) are well observed, whereas there are no observations of *PKKKP* and only a few not very well established observations of *SKKKS* (see Gutenberg and Richter, 1934, pp. 118-119).

In this connection I should like to suggest more studies of channel waves at the seismological observatories around the world and not least in Europe with the largest of all continents in front of us. The waves *Li*, *Lg*, and *Rg* are slower than the usual surface waves (*LQ* and *LR*) and therefore arrive later. In practice I always read the most prominent phases of a seismogram with no knowledge whatsoever where the phases should be found. I think this is essential in all seismogram analyses and not least in channel-wave studies. The identification of channel waves is then made by checking their group velocity and period (see Table 4). For certain distances care must be taken due to simultaneous arrival of various body waves. Reports on clear cases of channel waves in the regular bulletins would be very helpful for the whole problem.

Shadow zones

A low-velocity layer may produce a shadow zone for seismic waves on the surface of the earth. This is well known for the low-velocity layer inside the outer core. For the lithosphere and asthenosphere low-velocity layers the corresponding shadow zones are not so pronounced, and there are still contradictory statements, although such shadow zones were found already about thirty years ago by Gutenberg. For a given velocity-depth relation both the position and the width of the shadow zone depend on the focal depth (see fig. 6, first constructed

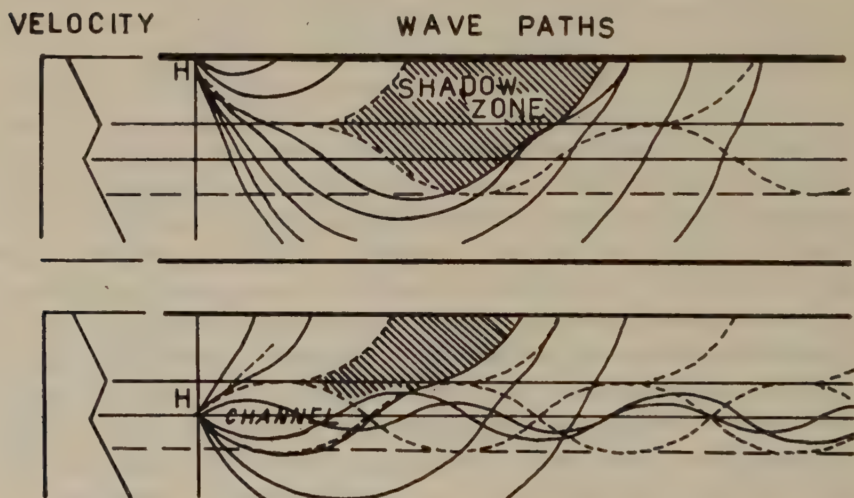


Fig. 6

by Gutenberg, 1954 b). Numerical computations have been made for the asthenosphere channel for *P* waves by the present author, which I hope to present in the future.

Several studies on amplitude variation with distance for *P* and *S* waves have been made by Gutenberg. See e. g. his paper of 1948, which contains several references to earlier papers. Recent studies of the amplitude variation of *P* waves with distance in the interval $2^{\circ}-24^{\circ}$ have been made by De Bremaecker (1955 a). Constructing a mean curve based on a number of curves for different earthquakes, he finds in spite of large scatter, indications of a minimum in the am-

plitude-distance curve around 7°1/2 distance. As this result is based only on earthquakes in a very limited area, it would be valuable to investigate if the result found has general validity or if it is of a local character.

Since we have been working with short-period seismographs of high sensitivity, the shadow-zone effects have shown to be very pronounced at our stations (Uppsala, Kiruna, and lately Skalstugan). For a zone over Central Europe (including e. g. Switzerland, Austria, southwestern Germany, France etc.) our instruments generally do not record the earthquakes, and it does not matter how high we make the magnification. This corresponds to the asthenosphere low-velocity layer. On the other hand, shocks of similar magnitude (5 – 5 1/2) in the New Zealand area are usually recorded with clear *PKP* phases at our stations. Within the shadow zones there is no possibility to get any direct body wave energy by the classical theory of refraction and reflexion; diffraction and scattering are the mechanisms for energy transmission by means of body waves into the shadow zones, and the energies thus conveyed are greatly reduced compared with the surroundings outside the shadow zones.

I have made some comparisons of records obtained from the Grenet-Coulomb seismograph at Uppsala and from the Hiller seismograph at Stuttgart, which are both short-period vertical and operated with similar characteristics. Comparisons have been made of amplitudes of *P* waves from earthquakes at Jan Mayen and in Greece (see Table 8).

In Table 8 the upper part contains earthquakes in the region of Jan Mayen, the lower part earthquakes in Greece. The mean values of $\left(\frac{w}{T}\right)_U : \left(\frac{w}{T}\right)_S$ obtained from Table 8 are for Jan Mayen earthquakes 1.19 ± 0.14 (standard error), and for Greek earthquakes 4.30 ± 0.78. The number of observations are 12 and 7 resp. The mean epicentral distances are the following

	Uppsala	Stuttgart
Jan Mayen	17°	25°
Greece	22°	13°

The influence on the ratio $\left(\frac{w}{T}\right)_U : \left(\frac{w}{T}\right)_S$ of the different angles of incidence (due to the different epicentral distances) has been eliminated

Table 8

w = the ground amplitude (expressed in microns) of the vertical component of P,

T = the period of P, expressed in sec,

U = Uppsala

S = Stuttgart

Date	Origin time GMT	Epicentre location	$\left(\frac{w}{T}\right)_U$	$\left(\frac{w}{T}\right)_S$	$\left(\frac{w}{T}\right)_U : \left(\frac{w}{T}\right)_S$
1954, Aug. 20 . .	19.21.33	70° 1/2 N, 15° W	0.13	0.09	1.44
	20.24.15	71 1/2 N, 14 W	0.13	0.07	1.86
	20.42,3	71 1/2 N, 14 W	0.13	0.10	1.30
	22.39,9	71 1/2 N, 14 W	0.07	0.07	1.00
	22.59.16	71 N, 14 W	0.08	0.08	1.00
Aug. 21 . .	00.25.35	71 N, 13 1/2 W	0.10	0.11	0.91
	04.13.14	71 N, 14 1/2 W	(0.03)	0.09	0.33
Aug. 22 . .	10.08.02	71 N, 14 1/2 W	0.08	0.15	0.53
	18.21.12	70 1/2 N, 14 W	0.15	0.10	1.50
	23.52,1	71 1/2 N, 14 W	0.11	0.06	1.83
Aug. 23 . .	09.32.37	70 1/2 N, 14 W	(0.03)	0.04	0.75
Aug. 24 . .	06.18,2	71 1/2 N, 14 W	0.60	0.33	1.82
1954, Apr. 30 . .	12.55.39	39 1/2 N, 22 E	0.05	0.01	5.00
	13.02.36	39 1/2 N, 22 E	5.87	0.97	6.05
	19.33.30	39 1/2 N, 22 E	0.13	0.04	3.25
May 25 . .	22.03.33	39 1/2 N, 22 E	0.10	0.13	0.77
Aug. 3 . .	18.18.10	40 N, 25 E	0.45	0.12	3.75
1955, Apr. 13 . .	20.45.45	37 1/4 N, 22 1/4 E	1.00	0.28	3.57
Apr. 19 . .	16.47.19	39 1/4 N, 23 E	1.08	0.14	7.71

by computing the total amplitudes a from the vertical and horizontal components, w and u resp., of P in the following way:

$$a = (w^2 + u^2)^{1/2} = w\left(1 + \frac{u^2}{w^2}\right)^{1/2}$$

where

$$\frac{u^2}{w^2} = \frac{4\,(2 + 3\,\alpha^2)}{(1 + 3\,\alpha^2)^2}$$

and

$$\alpha = \cot\, i$$

where i = the angle of incidence (see Jeffreys, 1926, pp. 326-327). The angles of incidence have been computed from the well-known relation

$$\frac{r \sin i}{v} = \frac{d\,t}{d\,\Delta}$$

using Jeffreys-Bullen's (1940) travel times of P for a surface focus and putting $v = 7$ km/sec. The resulting mean ratios for the total amplitudes of P are

for Jan Mayen $\left(\frac{a}{T}\right)_U : \left(\frac{a}{T}\right)_S = 1.56 \pm 0.18$

and for Greece $\left(\frac{a}{T}\right)_U : \left(\frac{a}{T}\right)_S = 3.11 \pm 0.56$

These mean values are significantly different from each other; in fact, an application of Fisher's t-test (1950, pp. 122 and 174) shows that the probability that this difference should be obtained by pure chance is only 0.01-0.02. With the notation J = Jan Mayen and G = Greece, our result is therefore that

$$\left[\frac{\left(\frac{a}{T}\right)_U}{\left(\frac{a}{T}\right)_S}\right]_G - \left[\frac{\left(\frac{a}{T}\right)_U}{\left(\frac{a}{T}\right)_S}\right]_J = 1.55$$

and significantly different from zero.

In expressing the amplitudes in the form of ratios as above, we are independent of the effects of different ground conditions (Uppsala:

granite, Stuttgart: sandstone) and possible instrumental inconsistencies. It is obvious that any such effects would mean that both the ratios

$$\left[\left(\frac{a}{T}\right)_U : \left(\frac{a}{T}\right)_S\right]_G \quad \text{and} \quad \left[\left(\frac{a}{T}\right)_U : \left(\frac{a}{T}\right)_S\right]_J$$

are multiplied by the same factor. The difference of the ratios as well as their standard error should also be multiplied by the same factor, i. e. the significance of the result is unchanged. This is easily proved mathematically. If each observation (last column of Table 8) is multiplied by a factor k, it is clear that t (Fisher's t-test, 1950, p. 122) is independent of k and equal to its value before introducing the factor k.

If the radiation of P waves were undisturbed by low-velocity layers we should expect that

$$\left[\frac{\left(\frac{a}{T}\right)_U}{\left(\frac{a}{T}\right)_S}\right]_G < 1 \quad \text{and} \quad \left[\frac{\left(\frac{a}{T}\right)_U}{\left(\frac{a}{T}\right)_S}\right]_J > 1$$

and a significantly negative difference should have been obtained above. In undisturbed radiation the amplitudes decrease with increasing distance both for geometrical reasons and due to extinction. The observations given here demonstrate very clearly that the radiation does not correspond to such undisturbed conditions.

It is difficult to see how these striking properties could be explained without assuming a shadow zone (in this case due to the asthenosphere low-velocity layer for P). In fig. 7 the limits of these shadow zones are given approx. for Uppsala (full circles) and for Stuttgart (dashed circles). We see that Jan Mayen is inside this shadow zone or close to its outer limit for Uppsala but outside for Stuttgart, whereas the reverse is the case for the Greek earthquakes studied. Immediately outside the shadow zone there is formed a caustic with a high concentration of energy.

It needs to be emphasized that no correlation is to be expected between the amplitudes of body waves and the existence of channel waves at a given station. The amplitudes of body waves depend on the location of the station in relation to a possible shadow zone, whereas the clearness of channel waves in a record depends on the focal depth and the nature of the path.

There is naturally close connection between the existence of shadow zones and the problem of earthquake magnitude determination. The determination of magnitudes is a complicated problem even for distant earthquakes (see e. g. Båth, 1956). For epicentral distances



Fig. 7

$\leqslant 18^{\circ}$ the additional complication due to shadow zones for body waves comes in. Surface waves, which do not have shadow zones, are still not usable for magnitude determinations for shorter distances; the methods hitherto developed for surface waves suppose a period close to 20 sec, and for the usually much shorter periods for the shorter distances we must have better knowledge of the extinction before they can be used for magnitude determinations. Some authors have developed formulas for determining the magnitude from the maximum amplitudes in a

seismogram and valid for the distance interval $2^\circ - 30^\circ$. From a purely practical point of view such formulas may be of use. but theoretically they are less satisfactory. At least in an interval from $2^\circ - 30^\circ$ it is clear that for the shorter distances the maximum amplitudes occur in the S group, whereas for the greater distances the maximum amplitudes belong to the surface waves.

In connection with my computations of the shadow zones mentioned above I have also calculated theoretically the energy distribution for P waves with regard to the asthenosphere low-velocity layer. Comparisons of such computations with well controlled observations (i. e. seismographs with the same characteristics on the same kind of ground) would probably be of value. Similar investigations in the laboratory (model seismology including low-velocity layers, if possible) would certainly give much valuable information. It is at any rate clear that any assumed simple relation between energy or amplitude and distance will completely break down in the presence of low-velocity layers with ensuing shadow zones.

Focal depth determination

An estimation of focal depth, when this does not exceed 100 km, can be made by comparing the amplitudes of the body waves and of the surface waves (Båth, 1956). The method is based on the well-known fact that the amplitudes of surface waves decrease with increasing focal depth. This method can be used everywhere except for stations within shadow zones.

Suppose an earthquake occurs at a depth of 100 km, i. e. in the axis of the asthenosphere low-velocity layer for P. If we examine a record from a station within the corresponding shadow zone, i. e. approx. at an epicentral distance of $6^\circ - 15^\circ$, we find small amplitudes of the P waves due to the shadow zone, but also small amplitudes of the surface waves due to the focal depth. Under these circumstances the method mentioned above for focal depth determination is not applicable. A straight-forward application of the method without regard to the shadow-zone effect will lead to completely erroneous results. In the example mentioned, the record may give the misleading result that the earthquake occurred at normal depth.

More detailed computations of the amplitude ratios between P waves and surface waves for assumed velocity-depth relations would be desirable. Such computations should be made for various focal depths

down to 100-150 km and for various epicentral distances through the shadow zone. The functional relation between focal depth and the amplitude ratio A_P/A_L will certainly be much more complicated than in the simpler case I have studied earlier. At least on a very preliminary investigation it seems possible that in some cases more than one depth-value could satisfy a given amplitude ratio A_P/A_L. The use of a second station at another epicentral distance could then sólve the ambiguity.

On the whole, I think that in comparisons of the kind mentioned it is adviceable to work with amplitude ratios, whenever possible, instead of using absolute amplitudes. In using amplitude ratios we are much less dependent on effects of different instruments and of different ground conditions than in using absolute amplitudes. In addition to the amplitude ratio A_P/A_L also A_P/A_S could give valuable information, especially with regard to the asthenosphere low-velocity layer. As this layer is around 100 km depth for P and around 150 km for S, the corresponding shadow zones on the earth's surface do not coincide. The amplitude ratio A_P/A_S for a series of stations right through the shadow zones could give interesting information.

De Bremaecker (1955 b) has developed a method for relative determinations of shallow focal depths using amplitudes of P and of Rayleigh waves, valid between distances of about 2° and 24°. However, in this method use is made of an empirical curve of P amplitudes versus distance, which in itself is a mean curve for a number of earthquakes at different depths.

Macroseismic observations

Macroseismic observations still play an important rôle in seismology, and for the time before the introduction of seismographs they are the only source of information concerning earthquakes and their effects. The interpretation of macroseismic observations is therefore an important seismological task. Hitherto these interpretations have been made without regard to possible low-velocity layers and shadow zones. Because of the importance of such layers and zones it is desirable to improve the methods both for the observation and for the interpretation.

It is well known from the observations of sound waves through the atmosphere from large explosions that there may be several alternating zones of audibility and of silence, centered approximately around the point of explosion. In the macroseismic observations we could expect a similar manifestation of shadow zones, corresponding to low-

velocity layers in the lithosphere. However, I do not know of any such case. It is probable that the macroseismic observations are too inaccurate and too much influenced by differences in ground and other circumstances in order to show such effects. But if anybody could find any such case which is well established, it would be of the greatest interest. Another effect of a shadow zone may be to limit off the area of perceptibility; it is not impossible that in some cases the limit of this area coincides with the inner limit of the shadow zone, and that the areas both inside and beyond the shadow zone receive too little energy to be macroseismically observed. In such a case we could expect a fairly rapid drop in observed intensity at the limit of perceptibility. In order to improve the results I would like to suggest a much more wide-spread use of standardized accelerometers. In seismic regions they could fairly easily be put up in large numbers, preferably on ground of similar nature. If only a limited number of accelerometers is available, I would like to suggest to place them along two straight lines, crossing each other at about a right angle and both passing through the region of seismic activity. The intensity distribution along the two lines for a given shock would make an epicentre determination immediately possible.

The isoseismal maps constructed by means of the macroseismic observations have often been used for calculation of the focal depth. Several authors have developed very ingenious methods for such calculations, but they assume either constant velocity or a velocity increasing steadily downward in the ground. The assumption of spherical energy distribution corresponds to the assumption of a constant velocity in all directions. These depth computations are generally regarded as relatively inaccurate, and they are certainly inferior to instrumental determinations when records from near-by stations are available. So far no formula for depth computations has been developed which takes account of a low-velocity layer.

Several authors, including myself, have used the intensities observed on the earth's surface for computation of energies and magnitudes of earthquakes. Most of the normal earthquakes occur in or close to the lithosphere channels. This is a circumstance of great consequence for energy estimations. For a focus in a channel it is no overestimate to say that at least 50% of the total seismic energy remains in the channel and does not reach the surface. On the other hand, large macroseismic effects from a comparatively small earthquake may be due to a position of the focus *above* the channel. It is therefore obvious that the observed intensities and the damage done may give quite misleading information

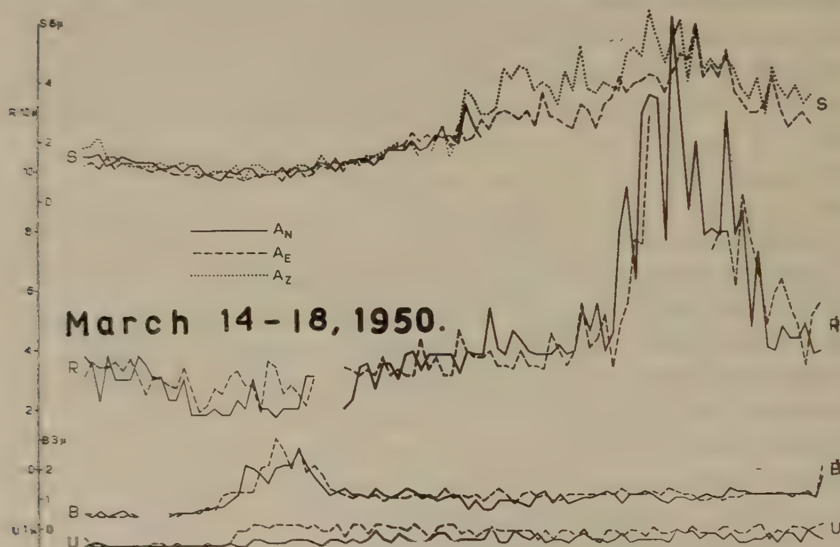
on the energy actually released in an earthquake. It is true that in the usual magnitude determinations an error of 100% in measured amplitudes can be tolerated, corresponding to an érror of 0.3 in the magnitude. The error of the energy then amounts roughly to 60%. If we are satisfied with such errors, the low-velocity layers are not só serious, but if we want greater accuracy they must in some way be taken into account.

Microseisms

The microseismic problem includes both the question of the mechanism for their generation and the question of their distribution from the source. The existence of channels in the crust may be of importance in dealing with the last-mentioned problem. Several investigators now believe that the lithosphere channels (in the continental crust) may be responsible for the transmission of microseisms. It has long been known that the usual microseisms propagate very far over the continents, e. g. Gutenberg (1932) showed that the microseisms in general vary in unison from Norway over the whole northern part of the Euroasiatic continent far into Siberia. In a comparison of the microseisms across the northernmost Atlantic (Båth, 1953) I found that the continental distribution of microseisms contrasted very sharply to the oceanic transmission. Even at such relatively near places as Reykjavik and Bergen the microseisms behave quite differently (see fig. 8). The poor transmission of microseisms over oceanic structures compared to continental structures was confirmed by Carder (1955) for other parts of the world. Already in the same paper (Båth, 1953) I said that " it is not excluded that the continental channel (for microseisms) is the same as for the short-period waves *Lg* and *Rg*, observed in earthquake records when the path is purely continental ". In the same paper I proposed also an hypothesis for microseismic barriers on this basis, saying (p. 133) that " I would like to mention also the possibility that irregular distribution of microseisms (barrier effects) may be due to interchanging oceanic and continental structures ". These results of mine were obtained completely independent of similar results of other authors, especially Ewing and Press (1952) and Ewing and Donn (1952), as both these papers were published first in 1954.

Concerning the comparison of the usual microseisms with *Lg* and *Rg* waves a few remarks can be made. *Lg* and *Rg* waves are completely extinguished even by a short oceanic path, whereas the microseisms seem to be able to propagate at least for some distance along an oceanic

structure, even if it is very small compared to the distances along continental structures. Some authors have found strong extinction of the



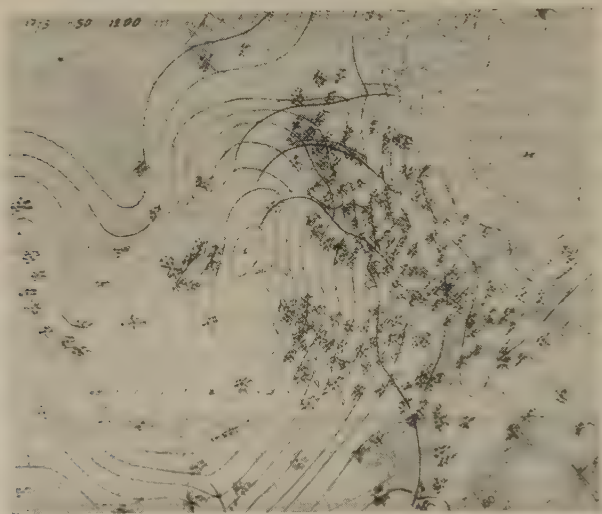


Fig. 8. – U = Uppsala, B = Bergen, R = Reykjavik, S = Scoresby-Sund.

microseisms in crossing the continental border. I have found no such effect outside the Norwegian coast (Båth, 1952). In order to decide better between transmission properties and extinction effects at conti-

nental borders it would be desirable to have a dense net of suitable seismographs in a region where oceanic and continental structures could be compared. The geophysical year would be a suitable occasion for such an investigation.

Comparing the wave types we find several points of agreement between microseisms and channel waves. The periods of the usual microseisms fall in the same range as for *Lg*. The microseisms are certainly a composite wave motion, probably containing both *Lg* and *Rg*. The *Rg* component is generally dominating, which is probably due to the generation mechanism of the microseisms. The determinations of velocity for microseisms by means of tripartite station observations have given somewhat divergent results, but on the whole the velocities fall in the same range as for *Lg* and *Rg*.

Directions obtained at one station (or at a tripartite station) must be handled with care. As the microseisms prefer the continental structures, it is expected that in areas with both continental and oceanic structures notable deviations from the transmissions along great circle arcs may occur.

It is also to be expected that the study of microseisms will profit by more intense study of the *Lg* and *Rg* waves from earthquakes, where the conditions are better known than in the case of microseisms. When the constitution of the crust and its different possibilities for wave propagation have first been established by investigations of *Lg* and *Rg*, the problem of the distribution of microseisms will be easier to solve.

Oliver, Ewing, and Press (1955) have recently found a kind of short-period surface waves from certain earthquakes. No complete theoretical explanation has as yet been given for these waves. They show extreme attenuation upon passing a continental boundary but are propagated efficiently within either oceanic or continental areas. They resemble long-period microseisms (6-9 sec), and it is probable that the investigation of these waves will also throw further light on the microseismic problem.

Amplitude measurements in refraction shooting

The various indications of the existence of low-velocity layers given above are generally only indirect, in other words we have only studied various effects of such layers. It would naturally be very welcome if some more direct evidence for these layers could be produced. Further laboratory investigations of the variation of the elastic parameters for

various rocks with pressure and temperature would be very helpful. However, also a more direct method applicable in nature is wanted. The layering in the crust is now accessible to direct investigation by seismic methods (refraction and reflexion shooting). But this method, based on time measurements, fails in discovering low-velocity layers. No wave can have its deepest point in such a layer, and therefore such layers are not discovered, even if present. In order to increase the efficiency of the seismic methods I therefore propose that also amplitude measurements be made. As comparable amplitudes are wanted, we are up against several difficulties mentioned above. Similar ground, preferably bed-rock, must be selected, and all the seismometers must have the same response characteristics and they must naturally all be calibrated. Refraction shootings with profiles more than 300 km in length are made in large scale in North America and at several other places. In Europe similar investigations in more limited extent are made, but extensive seismic investigations of the Alps are planned. In all these and similar investigations in all parts of the world, I propose that also amplitude measurements are tried.

On the basis of the seismic methods the constitution of the crust has been deduced at a number of places on the globe. The existence of the continental waves (*Lg1*, *Lg2*, *Rg*) is proved beyond any doubt. These waves are able to propagate over large distances (across the largest continents) with very little loss of energy. The fact that they are limited to continental paths as well as their velocities and other properties show that they are propagated within the crust itself. On the basis of these experiences no model for the continental crust can be accepted which does not provide an explanation for this energy transmission over large distances. At present I can see no other solution to this obvious problem than to assume the existence of one or preferably several low-velocity layers in the crust. The same remark applies to the asthenosphere low-velocity layers for *P* and *S* waves.

Seismological Laboratory, Meteorological Institute, Uppsala
June, 1956.

SUMMARY

The main purpose of this paper is to emphasize a series of problems for the solution of which low-velocity layers are of decisive importance. The intention is also to stimulate research on these problems. Many more problems could be mentioned, where low-velocity layers play a rôle, e. g. the interpretation of records of near-by earthquakes, the determinations of travel times, the influence on the usual surface waves (see Stoneley, 1950), etc. Nevertheless, I hope that the items treated will give the impression that low-velocity layers enter into most problems of modern seismology. There are certainly several problems which can be reasonably solved without assuming such layers. But the well-established fact that channel waves exist calls for an explanation, which in my view requires low-velocity layers. I know that several investigators do not believe in the existence of such layers. In saying that the intention of this paper is to stimulate research concerning low-velocity layers, naturally also the last-mentioned category is welcome. Well substantiated proofs against their existence are naturally also valuable as contributions to the solution of this whole complex of problems.

Among the problems studied in this paper the following will be mentioned here.

1. *The physical-chemical properties, especially the dependence of incompressibility and rigidity on temperature and pressure, of the asthenosphere low-velocity layers are deduced.*

2. *A new channel wave in the intermediate layer, Li with a velocity of about 3.8 km/sec, is presented.*

3. *Various calculations, especially of energies, lead to a revised model for channel-wave propagation in the continental crust.*

4. *New evidence for the shadow zone corresponding to the asthenosphere low-velocity layer for P waves is given, based on a comparison of records at Uppsala and Stuttgart.*

5. *The importance of shadow zones for determinations of magnitude and of focal depth is emphasized.*

6. *Shadow zones may be taken into account in the interpretation of macroseismic observations.*

7. The channels in the continental crust are believed to be of importance for the distribution of microseisms.

8. It is suggested that in refraction shootings also amplitude measurements are made in an effort to discover the shadow zones corresponding to the lithosphere low-velocity layers.

RIASSUNTO

Lo scopo principale di questo lavoro è di far risaltare una serie di problemi per la soluzione dei quali gli strati a flessione di velocità sono di importanza decisiva. — L'intenzione è anche di stimolare le ricerche su questi problemi —. Ben altri problemi potrebbero essere menzionati, nei quali gli strati a flessione di velocità giuocano un ruolo importante: per esempio, l'interpretazione di registrazioni di terremoti vicini, le determinazioni dei tempi di tragitto, l'influenza sulle usuali onde di superficie (Stoneley 1950), etc. Ciononostante, spero che gli elementi trattati daranno l'impressione che gli strati a flessione di velocità entrano in molti problemi della moderna sismologia. Vi sono certamente parecchi problemi che possono essere razionalmente risolti senza considerare tali strati. Ma il fatto, ben dimostrato, che le onde canalizzate esistono, richiede una spiegazione, che secondo me, risiede appunto sull'esistenza di strati a flessione di velocità. Io so che parecchi ricercatori non credono all'esistenza di questi strati. Dicendo che l'intenzione di questa pubblicazione è di stimolare le ricerche, riguardanti gli strati a flessione di velocità, naturalmente anche l'ultima categoria menzionata è benvenuta. Prove molto sicure contro la loro esistenza sarebbero naturalmente pure preziose, come contributi alla soluzione di questo complesso di problemi.

Fra i problemi studiati in questa pubblicazione i seguenti vengono qui menzionati:

1. Si deducono le proprietà fisico-chimiche, specialmente la dipendenza dall'incompressibilità e rigidità, dalla temperatura e dalla pressione, degli strati a flessione di velocità dell'astenosfera.

2. Si presenta una nuova onda canalizzata nello strato intermediario, Li, con una velocità di circa 3,8 km/sec.

3. Vari calcoli, specialmente delle energie, conducono ad un modello corretto per la propagazione delle onde canalizzate nella crosta continentale.

4. *Si mette in nuova evidenza la zona d'ombra corrispondente allo strato a flessione di velocità dell'astenosfera per le onde P, basata su un confronto delle registrazioni ottenute a Uppsala e a Stoccarda.*

5. *È messa in risalto l'importanza delle zone d'ombra per le determinazioni della magnitudo e della profondità ipocentrale.*

6. *Le zone d'ombra possono essere prese in considerazione nell'interpretazione delle osservazioni macrosismiche.*

7. *I canali nella crosta continentale sono ritenuti di grande importanza per la propagazione dei microsismi.*

8. *Viene suggerito che anche nella sismica a rifrazione le misure delle ampiezze siano fatte nel tentativo di scoprire le zone d'ombra, corrispondenti agli strati a flessione di velocità della litosfera.*

REFERENCES

ADAMS, L. H. (1951), *Elastic properties of materials of the earth's crust.* Internal Constitution of the Earth, Dover Publ., 2nd ed., pp. 50-80.

BÅTH, M. (1952), *The problem of microseismic barriers with special reference to Scandinavia.* Geol. Fören. Förhandl., Stockholm, Vol. 74, n. 4, pp. 427-449.

— (1953), *Comparison of microseisms in Greenland, Iceland, and Scandinavia.* Tellus, Vol. 5, n. 2, pp. 109-134.

— (1954 a), *A study of T phases recorded at the Kiruna seismograph station.* Tellus, Vol. 6, n. 1, pp. 63-72.

— (1954 b), *The elastic waves Lg and Rg along Euroasiatic paths.* Arkiv för Geofysik, Bd 2, n. 13, pp. 295-342.

— (1956), *The problem of earthquake magnitude determination.* Ass. of Seism. and Physics of the Earth's Interior, Fasc. 19, pp. 5-93.

BULLEN, K. E. (1947), *An introduction to the theory of seismology.* Cambridge Univ. Press, 276 pp.

— (1954), *Seismology. Methuen's monographs on physical subjects*, London and New York, 132 pp.

CALOI, P. (1953), *Onde longitudinali e trasversali guidate dall'astenosfera.* Rendiconti dell'Accademia Nazionale dei Lincei, Ser. VIII, Vol. XV, Fasc. 6, pp. 352-357.

— (1954), *L'astenosfera come canale-guida dell'energia sismica.* Ann. di Geofisica, Vol. 7, n. 4, pp. 491-501.

CARDER, D. S. (1955), *Transmission of microseisms across North America and the western North Atlantic.* Trans. Am. Geophys. Union, Vol. 36, n. 5, pp. 838-842.

DE BREMAECKER, J. Cl. (1955 a), *Use of amplitudes.* Part I: *Pn from 3° to 23°.* Bull. Seism. Soc. Am., Vol. 45, n. 3, pp. 219-244.

— (1955 b), *Use of amplitudes*. Part II: *Focal depths*. Bull. Seism. Soc. Am., Vol. 45, n. 4, pp. 279-284.

Ewing, M., F. Press, and J. L. Worzel (1952), *Further study of the T phase*. Bull. Seism. Soc. Am., Vol. 42, n. 1, pp. 37-51.

Ewing, M., and F. Press (1952), *Propagation of elastic waves in the ocean with reference to microseisms*. Pontif. Acad. Sci., Scripta Varia, Vol. 12, pp. 121-127.

Ewing, M., and W. L. Donn (1952), *Studies of microseisms from selected areas*. Pontif. Acad. Sci., Scripta Varia, Vol. 12, pp. 351-360.

Fisher, R. A. (1950), *Statistical methods for research workers*. 11th ed., Edinburgh and London, 354 pp.

Gutenberg, B. (1932), *Die seismische Bodenunruhe*. Handbuch der Geophysik, Bd IV, pp. 264-298.

— (1948), *On the layer of relatively low wave velocity at a depth of about 80 kilometers*. Bull. Seism. Soc. Am., Vol. 38, n. 2, pp. 121-148.

— (1951 a), *Crustal layers of the continents and oceans*. Bull. Geol. Soc. Am., Vol. 62, pp. 427-440.

— (1951 b), *Revised travel times in southern California*. Bull. Seism. Soc. Am., Vol. 41, n. 2, pp. 143-163.

— (1951 c), *The cooling of the earth and the temperature in its interior*. Internal Constitution of the Earth, Dover Publ., 2nd ed., pp. 150-166.

— (1953), *Wave velocities at depths between 50 and 600 kilometers*. Bull. Seism. Soc. Am., Vol. 43, n. 3, pp. 223-232.

— (1954 a), *Low-velocity layers in the earth's mantle*. Bull. Geol. Soc. Am., Vol. ,65, pp. 337-348.

— (1954 b), *Effects of low-velocity layers*. Geofisica pura e applicata, Vol. 28, pp. 3-12.

— (1955 a), *Wave velocities in the earth's crust*. Geol. Soc. Am., Spec. Paper 62, pp. 19-34.

— (1955 b), *Channel waves in the earth's crust*. Geophysics, Vol. 20, n. 2, pp. 283-294.

Gutenberg, B., and C. F. Richter (1934), *On seismic waves (First paper)*. Gerl. Beitr. z. Geophysik, Vol. 43, pp. 56-133.

Jeffreys, H. (1926), *The reflexion and refraction of elastic waves*. Monthl. Not. Roy. Astr. Soc., Geophys. Suppl., Vol. 1, n. 7, pp. 321-334.

Lambert, W. D., and F. W. Darling (1951), *Density, gravity, pressure and ellipticity in the interior of the earth*. Internal Constitution of the Earth, Dover Publ., 2nd ed., pp. 340-363.

Oliver, J. E., M. Ewing, and F. Press (1955), *Crustal structure and surface-wave dispersion*. Part IV: *Atlantic and Pacific Ocean Basins*. Bull. Geol. Soc. Am., Vol. 66, pp. 913-946.

Press, F., and M. Ewing (1952), *Two slow surface waves across North America*. Bull. Seism. Soc. Am., Vol. 42, n. 3, pp. 219-228.

— (1955), *Waves with Pn and Sn velocity at great distances*. Proc. Nat. Acad. Sci., Vol. 41, n. 1, pp. 24-27.

Stoneley, R. (1950), *The effect of a low-velocity internal stratum on surface elastic waves*. Monthl. Not. Roy. Astr. Soc., Geophys. Suppl., Vol. 6, n. 1, pp. 28-35.

SU UN APPARATO FOTOGRAFICO A GRANDE CAMPO PER LA RIPRESA DELLA VOLTA CELESTE

RENATO CIALDEA

Un nuovo tipo di sistema ottico grandangolare a grande luminosità per la ripresa della volta celeste si è andato diffondendo in questi ultimi anni. Tale sistema è stato impiegato per studiare tra l'altro, la distribuzione dello stato di polarizzazione della volta celeste (1) e la emissione della luce del cielo notturno (2).

Esso è costituito da uno specchio sferico concavo o convesso e da una normale macchina fotografica, che può essere dotata di un qualsiasi obiettivo, anche a piccolo campo ed a grande luminosità. Lo specchio forma della volta celeste una immagine reale o virtuale, immagine ripresa poi con la macchina fotografica, puntata verso il centro di curvatura dello specchio; nella fig. 1 è rappresentato un apparato di questo tipo, realizzato da me presso l'I. N. G., dotato di specchio convesso e di obiettivo Zeiss aperto a f: 4,5.

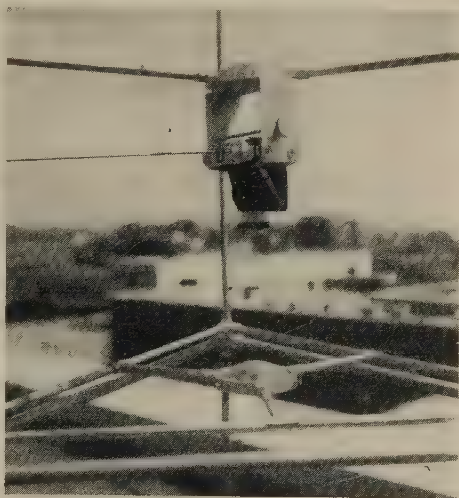


Fig. 1

Lo specchio, come vedremo in seguito, altera l'apertura relativa del sistema di un fattore $\sqrt{\pi/\mathcal{R}}$ (dove $\mathcal{R}$ è il coefficiente medio di riflessione dello specchio) a meno di un coefficiente, in generale poco diverso da uno; pertanto la luminosità dell'apparato è praticamente determinata dalla luminosità dell'obiettivo adoperato. Un tale sistema presenta notevolissimi vantaggi rispetto ai comuni obiettivi a grande campo, ed è anzi l'unico sistema finora esistente che permetta di fare fotografie con angoli

di campo superiori a 90° (specchio convesso). Inoltre esso è insostituibile, qualora di debbano eliminare le rifrazioni con forti incidenze attraverso i vetri delle lenti.

In tutti gli obiettivi grandangolari infatti la prima lente è una collettrice, cioè un forte menisco divergente, che deve riportare dentro all'obiettivo i raggi che provengono dalle regioni estreme del campo: di conseguenza tali raggi presentano un angolo di incidenza molto grande sulle prime superficie diottriche . Queste rifrazioni così forti producono ovviamente una alterazione notevole dello stato di polarizzazione della luce trasmessa dall'obiettivo; perciò se si deve studiare lo stato di polarizzazione della luce proveniente anche dalle regioni estreme del campo, questi tipi di obiettivi non si possono adoperare che con grande difcoltà ed il loro uso è molto complesso, a causa delle notevoli correzioni da apportare alle misure effettuate.

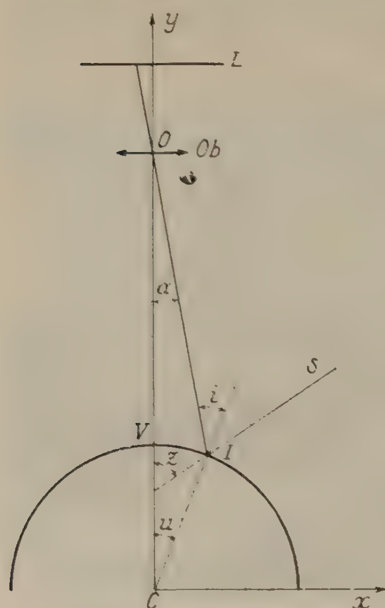


Fig. 2

Scopo della presente nota è lo studio del sistema ottico specchio obiettivo sia dal punto di vista geometrico, relativamente alla deformazione del campo ed alle aberrazioni da esso presentate, sia dal punto di vista fotometrico, relativamente alla luminosità complessiva del sistema. Limiterò lo studio al caso di uno specchio convesso, poichè il caso di uno specchio concavo è facilmente derivabile da esso.

1. *Simboli.* — Nella fig. 2 è riportato lo schema dell'apparato con lo specchio sferico di centro di curvatura C e raggio R, l'obiettivo fotografico *Ob*, schematizzato come una lente sottile di centro ottico O e la lastra fotografica L. L'asse y è l'asse ottico del sistema che unisce il centro di curvatura dello specchio con il centro ottico dell'obiettivo. Si è tracciato il raggio principale SIO di un fascio di raggi che provengono da un oggetto S puntiforme, a distanza praticamente infinita, oggetto che chiamerò stella.

Allo scopo di definire completamente tale sistema ottico dal punto di vista geometrico e fotometrico, introdurrò tre coefficienti così definiti:

$\beta = R/D$ coefficiente di distanza ($D = \overline{OC}$): esso definisce la posizione delle immagini formate dallo specchio,

$\gamma = 2r/R$ coefficiente di nitidezza ($2r$ è il diametro della pupilla di entrata dell'obiettivo): esso definisce la nitidezza dell'immagine delle stelle,

$\varphi = 2r/p$ coefficiente di luminosità (p è la distanza della lastra L da O): esso definisce la luminosità del sistema complessivo.

È evidente che mentre in teoria γ e φ possono assumere qualunque valore positivo, in pratica essi hanno delle ovvie limitazioni; invece β è un coefficiente compreso tra 1, caso limite dell'obiettivo posto in V, proprio sopra allo specchio, e 0, caso limite dell'obiettivo posto a grandissima distanza dallo specchio.

2. *Deformazioni.* — Esaminerò anzitutto, prima cioè delle vere e proprie aberrazioni geometriche dell'apparato, la deformazione del campo. Tutto il campo visibile dall'apparato viene focalizzato da Ob sul piano L e, data la simmetria del sistema, esso appare come un cerchio: in ciascun punto di esso, posto genericamente ad una distanza $\varrho = p \operatorname{tg} a$ dal suo centro, si forma l'immagine di una stella posta alla distanza zenitale z. Se fissiamo poi un semimeridiano passante per l'asse ottico dell'apparato ed una coordinata azimutale θ', angolo che il semimeridiano passante per S forma con il primo, si vede facilmente che l'azimut θ sul piano L è identico all'azimut vero di S. Tale apparato mentre mantiene inalterate le distanze azimutali, trasforma invece le distanze zenitali in segmenti e quindi presenta una deformazione. Per determinare questa deformazione, cioè per trovare la corrispondenza tra ϱ e z, è sufficiente osservare che, da facili considerazioni geometriche, si ha

$$\operatorname{tang} i = \frac{\operatorname{sen} u}{\cos u - \beta}$$

$$z = i + u \qquad [1]$$

$$a = i - u .$$

Da queste tre relazioni ho calcolato la funzione tang α per tre valori caratteristici di β e cioè per β uguale a 0,25, 0,50, 0,75. Ho ottenuto così le tre curve riportate nella fig. 3. Per $\beta = 0$ è chiaro che α tende a zero:

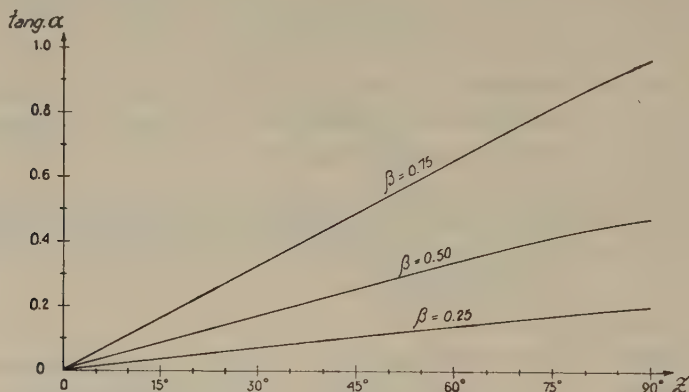


Fig. 3

infatti l'immagine di tutto il campo, essendo tutta interna allo specchio, ha dimensioni finite, ma essendo posta a distanza infinita da Ob ha dimensioni angolari nulle. Però si vede che in tutti i casi, anche nel caso limite $\beta = 0$, la tangente di α è presso a poco proporzionale a z, anzi al diminuire di β essa tende a diventare rigorosamente lineare con z. Ciò porta di conseguenza che nella maggior parte dei casi si può supporre con buona approssimazione che la proiezione della volta celeste sul piano L venga eseguita con le relazioni

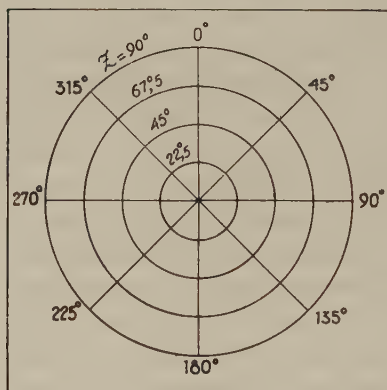


Fig. 4

$$\varrho = 2\,\varrho_o \frac{z}{\pi} \qquad [2]$$

$$\theta = \theta'$$

dove si è indicato con ϱ e θ un sistema di coordinate polari sul piano L, con polo il punto di intersezione dell'asse ottico con L, e con z e θ' un sistema di coordinate altazimutali: e si è posto evidentemente ϱ_o uguale al raggio vettore corrispondente alle stelle che si trovano

alla distanza zenitale $z = \pi/2$. Nella fig. 4 si riporta una proiezione di questo tipo, dove sono tracciate alcune rette di uguale azimut ed alcuni cerchi di uguale distanza zenitale.

3. *Aberrazioni geometriche.* — Nella presente nota farò sempre l'ipotesi che l'obiettivo *Ob* sia perfetto, sia cioè privo di aberrazione di sfericità, di astigmatismo, di curvatura di campo, di coma, di distorsione

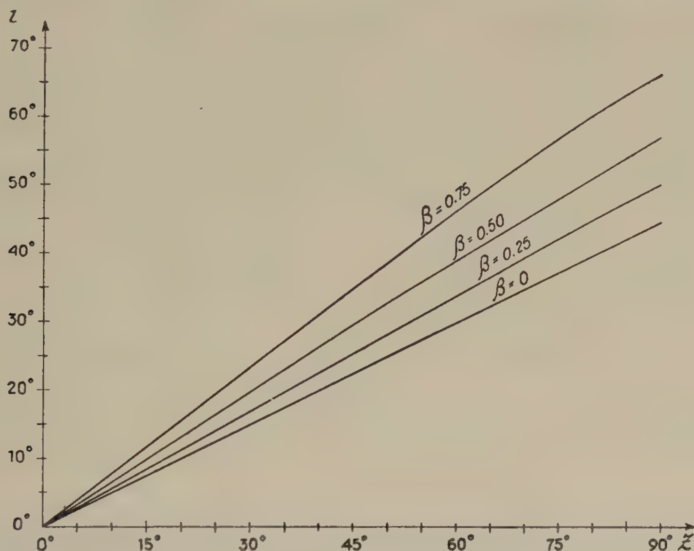
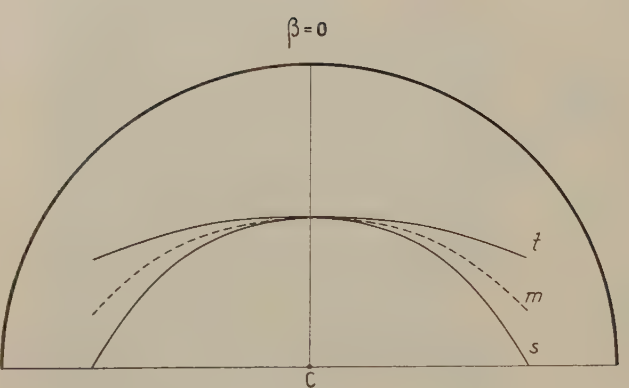
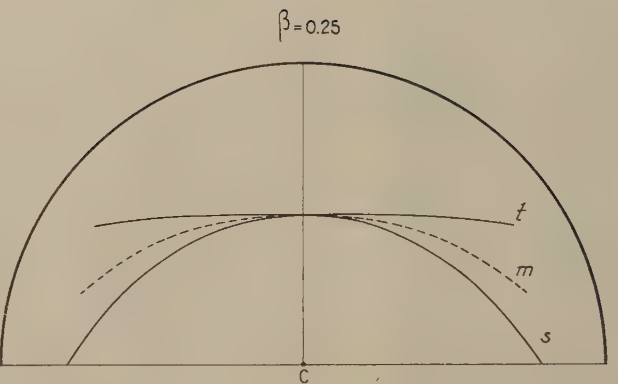
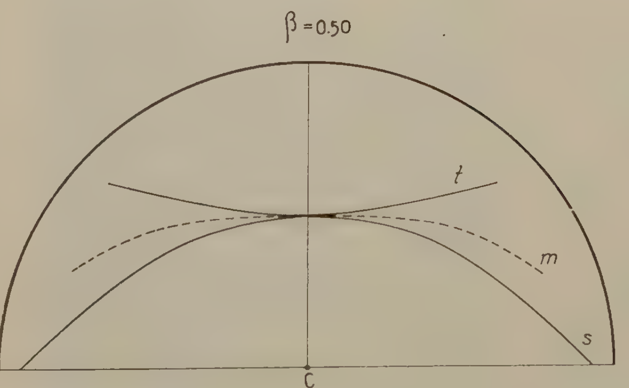


Fig. 5

e di cromatismo. In tale caso le aberrazioni che eventualmente sono presenti nel sistema, sono dovute essenzialmente alla riflessione sopra allo specchio sferico. Il fascio di luce così riflesso ha ovviamente cromatismo nullo, ma presenta invece un astigmatismo notevole, poichè le incidenze sopra allo specchio possono raggiungere valori molto elevati (v. fig. 5, dove sono riportate le funzioni $i = i(z)$ per i quattro valori di β già scelti). È chiaro allora che le aberrazioni extraassiali sono notevoli perchè il fascio di luce riflesso è in generale astigmatico e, dopo la rifrazione attraverso l'obiettivo *Ob*, supposto perfetto, rimane ancora astigmatico. È vero però che con un obiettivo calcolato appositamente sarebbe possibile compensare almeno in parte le aberrazioni presenti, ma questo problema esula dal mio scopo attuale, che è quello di studiare il sistema specchio-obiettivo, che, pur essendo semplice, permette di ottenere buoni







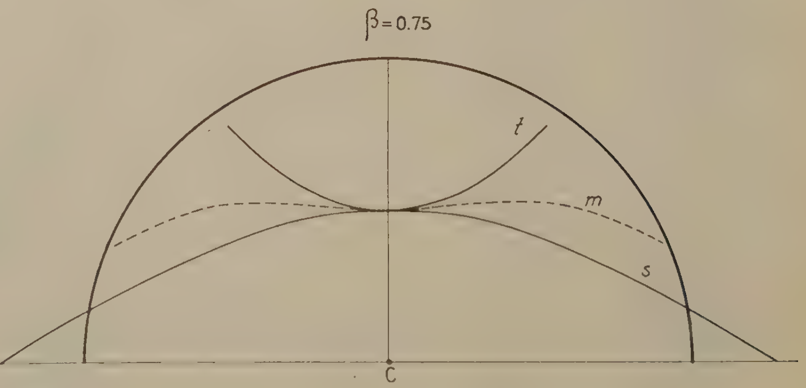


Fig. 6

risultati. L'aberrazione di astigmatismo e la curvatura di campo vengono calcolate direttamente senza far ricorso a metodi approssimati, dati i valori così elevati degli angoli. Sarà opportuno anzitutto trovare le posizioni delle superficie focali delle sagittali e delle tangenziali. Nell'ipotesi già posta, che tale apparato serva alla ripresa di oggetti praticamente all'infinito, le focali di Sturm si trovano sul prolungamento del raggio riflesso alle distanze s e t dal punto di incidenza I, date dalle note formule

$$s = \frac{R}{2 \cos i} \qquad t = \frac{R \cos i}{2} .$$

Fisso ora un sistema di coordinate cartesiane x, y con centro nel centro di curvatura C dello specchio e con l'asse y coincidente con l'asse ottico del sistema (fig. 2). Per le coordinate delle sagittali, risulta

$$x_s = \frac{R}{2 \cos i} \operatorname{sen} z \qquad y_s = \frac{R}{2 \cos i} \cos z$$

e per le coordinate delle tangenziali

$$x_t = \frac{R}{2} (\operatorname{sen} u + \operatorname{sen} i \cos \alpha) \qquad y_t = \frac{R}{2} (\cos u + \operatorname{sen} i \operatorname{sen} \alpha) .$$

Dalle precedenti relazioni è possibile quindi trovare le due superficie focali e la superficie dei centri di minima confusione.

Nella fig. 6 ho riportato le sezioni meridiane delle superficie delle sagittali, delle tangenziali e dei centri di minima confusione per i quattro soliti valori di β. Dai grafici si nota che all'aumentare di β la curvatura della superficie dei centri di minima confusione va diminuendo fin quasi a spianarsi per $\beta = 0{,}75$. D'altra parte però l'astigmatismo Δ, valutato come distanza tra sagittale e tangenziale, va aumentando notevolmente all'aumentare di β, (v. fig. 7, dove è riportato il rapporto Δ/R in funzione di z.

4. *Immagine geometrica di una stella.* — Per studiare la forma dell'immagine geometrica di una stella fornita da questo apparato è anzitutto necessario osservare che l'obiettivo Ob, supposto perfetto, è privo di curvatura di campo: esso cioè focalizza sul piano L un certo piano π posto a distanza y_π da C (fig. 8). Il piano L intersecherà il fascio astigmatico secondo una ellisse che è l'immagine dell'analoga intersezione del

fascio astigmatico riflesso con il piano π. Poichè le sagittali risultano segmentini staccati su una retta che passa per C nella direzione di S e le tangenziali segmentini normali al piano meridiano che passa per S,

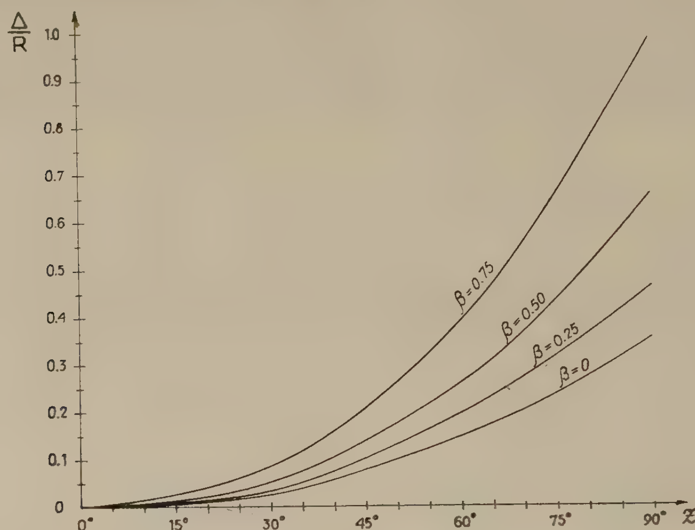


Fig. 7

l'ellisse intersezione del fascio riflesso con il piano π avrà i due semiassi uno (a) giacente nel piano meridiano di S e l'altro (b) normale ad esso. Le dimensioni di questi assi si determinano, tenendo presente che il primo viene limitato dai raggi estremi della pupilla d'ingresso dell'obiettivo, contenuti nel piano meridiano di S, raggi che ovviamente vanno a concentrarsi in t, e che l'altro viene limitato dai raggi estremi della detta pupilla contenuti in un piano normale a detto meridiano, raggi che vanno a concentrarsi in s.

Nella fig. 8 sono rappresentate le due sezioni di tutto l'apparato, una nel piano meridiano e l'altra nel piano ad esso normale: i fasci prolungati si incontrano l'uno sulle t e l'altro sulle s fino al piano π, delimitando così i due assi della detta ellisse.

Le dimensioni dei detti semiassi si calcolano, supponendo il fascio di luce non troppo ampio, con le seguenti relazioni evidenti

$$a = r \frac{y_\pi - y_t}{D - y_t} \qquad\qquad b = r \frac{y_\pi - y_s}{D - y_s} .$$

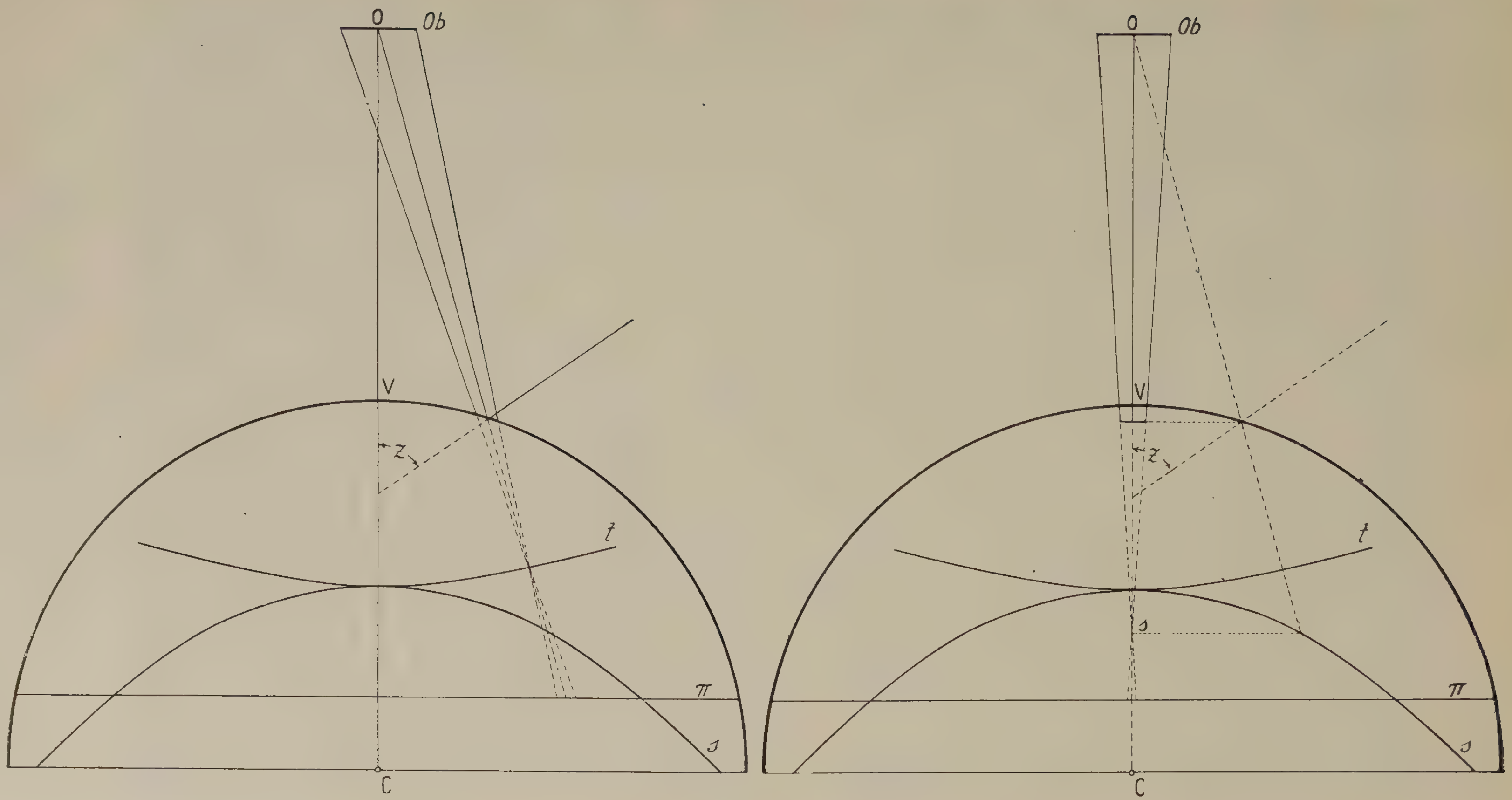


Fig. 8

Le dimensioni delle immagini di questi due semiassi, formate sul piano L sono date da

$$a' = a \frac{p}{D - y_\pi} \qquad b' = b \frac{p}{D - y_\pi} \qquad [3]$$

e i due semiassi sono visti da O con le ampiezze angolari date da

$$\Delta\, \alpha_1 = \frac{a}{\overline{O\, t}} = \gamma \frac{\text{sen}\ \alpha}{\text{sen}\ u + \text{sen}\ i \cos \alpha} \left(\frac{y_\pi - y_t}{D - y_t} \right) \qquad [4]$$

$$\Delta\, \alpha_2 = \frac{b}{\overline{O\, s}} = \gamma \frac{\text{sen}\ \alpha \cos i}{\text{sen}\ z} \left(\frac{y_\pi - y_s}{D - y_s} \right). \qquad [5]$$

L'immagine di una stella posta in S è quindi vista da O come una ellisse, le cui dimensioni lineari principali sul piano L sono date dalle [3] e le cui dimensioni angolari principali sono date dalle [4] e [5]. Dopo avere esaminato la forma e le dimensioni della immagine di una stella, vediamo ora quanto ciò incida sul potere risolutivo dell'apparato.

5. *Potere Risolutivo.* — Nel nostro caso il potere risolutivo (p. r.) di un obiettivo si può definire come la minima distanza angolare, sotto la quale è possibile fotografare due stelle. Le cause che limitano il potere risolutivo sono:

1) le aberrazioni geometriche
2) la grana dell'emulsione fotografica
3) la diffrazione.

La prima causa limita il p. r., in quanto l'immagine di una stella non è un punto ma, come già abbiamo visto, è in generale un'ellisse generata dalla presenza dell'astigmatismo e dell'aberrazione sferica.

La seconda limita il p. r. in quanto due stelle sono riprese separate solo se le loro immagini sono, sulla lastra fotografica, ad una distanza superiore ad un certo valore limite determinato dalla grana dell'emulsione e dal tipo e dalla tecnica dello sviluppo.

La terza infine limita il p. r. in quanto l'immagine di una stella attraverso ad un qualunque sistema ottico, forzatamente diaframmante, appare come la nota figura di diffrazione ad anelli più o meno circolari a seconda della forma dell'iride, anche se l'azione delle due sopracitate cause venga ridotta ad un valore del tutto trascurabile.

Prima di esaminare separatamente queste tre cause, devo osservare che, essendo la proiezione della volta celeste sulla lastra effettuata con le due relazioni diverse [2] ed essendo le immagini di una stella di dimensioni diverse lungo il meridiano e lungo l'almincarat (cerchio parallelo all'orizzonte), sarà necessario definire due poteri risolutivi, in generale diversi, uno cioè lungo il piano meridiano, che chiamerò potere risolutivo zenitale, e l'altro lungo il piano ad esso normale che chiamerò potere risolutivo azimutale.

Le aberrazioni geometriche limitano il p. r. È chiaro ora che mentre il p. r. azimutale è uguale numericamente alla [5], in quanto nel piano L gli azimut si proiettano inalterati, per il p. r. zenitale invece è necessario tener presente che tra gli angoli α e le altezze zenitali z esiste una relazione che, in prima approssimazione, più che sufficiente a questo scopo, si può rappresentare con la [2]. Si ha così dalla [2] differenziata e dalla [4] il p. r. zenitale

$$\Delta z = \gamma \frac{z}{\cos \alpha \, (\operatorname{sen} u + \operatorname{sen} i \cos \alpha)} \left(\frac{y_\pi - y_t}{D - y_t} \right) \qquad [6]$$

mentre il p. r. azimutale è dato direttamente dalla [5], cioè

$$\Delta \theta = \gamma \frac{\operatorname{sen} \alpha \cos i}{\operatorname{sen} z} \left(\frac{y_\pi - y_s}{D - y_s} \right) . \qquad [7]$$

Da queste due relazioni emerge l'importanza del coefficiente di nitidezza γ, poichè i p. r. sono ad esso proporzionali. Nella fig. 9 e 10 sono riportati i p. r. relativi ai quattro casi trattati: l'andamento così diverso per le quattro curve dipende dal fatto che il piano π è stato posto in posizioni diverse, e precisamente dove i sistemi presentano un minimo delle aberrazioni: i valori di y_π sono $0{,}6\,R$ per $\beta = 0{,}75$; $0{,}5\,R$ per $\beta = 0{,}50$ e per $\beta = 0{,}25$; $0{,}45\,R$ per $\beta = 0$.

Inoltre sulle ascisse sono ovviamente riportate le distanze zenitali di S, mentre le scale delle ordinate sono diverse e cioè per i p. r. zenitali (fig. 9) è riportata la funzione $\Delta z / 10\gamma$ per le curve corrispondenti a $\beta = 0{,}75$ e la funzione $\Delta z / \gamma$ per le curve corrispondenti a $\beta = 0{,}50$ e $\beta = 0{,}25$, e la funzione $\Delta z / \beta\gamma$ per la curva corrispondente a $\beta = 0$; per i p. r. azimutali (fig. 10) invece è riportata la funzione $\Delta\theta / \gamma$ per le curve corrispondenti a $\beta = 0{,}75$, $\beta = 0{,}50$ e $\beta = 0{,}25$, e la funzione $\Delta\theta / \beta^2 \gamma$ per la curva corrispondente a $\beta = 0$.

Inoltre la grana dell'emulsione limita il p. r.; sulla lastra L la semivolta celeste è riprodotta come un cerchio il cui raggio pertanto determi-

Fig. 9

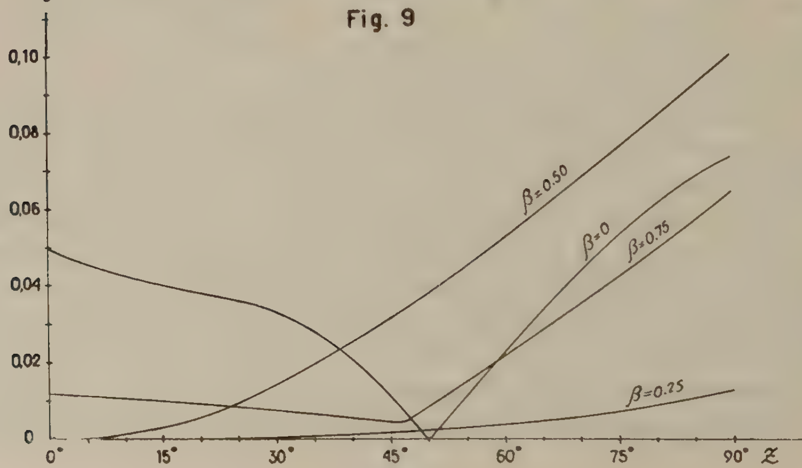


Fig. 10

nerà anche il p r. dell'apparato. Si ha infatti, se ϱ_0 è il raggio del cerchio corrispondente alla semisfera celeste, e δ la grana dell'emulsione

$$\Delta z_e = \frac{\pi}{2\varrho_0}\,\delta \qquad \Delta\theta_e = \frac{\pi\delta}{2\varrho_0 z} = \frac{\Delta z}{z}\,. \qquad [8]$$

Infine la diffrazione interviene in quanto la superficie d'onda proveniente da una stella viene limitata da un diaframma in genere ellittico, i cui semiassi sono dati da $r \cos a$ nel piano meridiano di S ed r nel piano ad esso normale; quindi la figura di diffrazione avrà due dimensioni angolari diverse, una $\Delta a_1 = \dfrac{3\cdot 10^{-5}}{r\cos a}$ nel piano meridiano di S e l'altra $\Delta a_2 = \dfrac{3\cdot 10^{-5}}{r}$ nel piano ad esso normale, prendendo per la lunghezza d'onda della luce il valore medio di $5\cdot 10^{-5}$ cm. I due p. r. sono perciò

$$\Delta z_d = 4{,}7\cdot 10^{-5}\,\frac{p}{\varrho_0\, r\cos^3 a} \qquad [9]$$

$$\Delta\theta_d = \frac{3\cdot 10^{-5}}{r}\,. \qquad [10]$$

È interessante ora fare un confronto tra l'influenza della grana dell'emulsione e della diffrazione sul p. r. Facendo il rapporto tra la [9] e la prima delle [8], si ha

$$\frac{\Delta z_d}{\Delta z_e} = \frac{3\cdot 10^{-5}}{r\,\delta\,\cos^3 a}\,p$$

e per a tendendo a zero

$$\frac{\Delta z_d}{\Delta z_e} = \frac{6\cdot 10^{-5}}{\delta}\,n$$

avendo posto $n = f/2r \simeq p/2r$. La diffrazione si può quindi trascurare finchè risulta

$$n < n_1 = \frac{\delta}{6\cdot 10^{-5}}\,.$$

Ciò significa che ponendo per δ il valore medio di 10^{-3} si ha per questo valore limite di n

$$n_l = \frac{\delta}{6 \cdot 10^{-5}} \simeq 16$$

e quindi per aperture superiori a 1/16 la diffrazione può essere del tutto trascurata.

Restano solo da confrontare i p. r. dovuti alle prime due cause; a tale scopo basta considerare i grafici e le relazioni [6], [7] e [8].

6. *Luminosità.* — Ho già accennato al fatto che la luminosità di tutto l'apparato dipende essenzialmente dall'apertura dell'obiettivo adoperato ed ovviamente dal coefficiente di riflessione dello specchio; ora ne esaminerò dettagliatamente il comportamento fotometrico paragonandolo ad un normale obiettivo. Si supponga di adoperare lo stesso obiettivo *Ob* per fare una fotografia di una porzione qualunque del nostro campo. In questo caso supponendo l'oggetto praticamente all'infinito, e l'obiettivo di focale equivalente f e diametro $2r$ e quindi di apertura relativa $n = f/2r$, l'illuminamento sul piano focale delle immagini di oggetti estesi è dato da

$$E = \frac{\pi e T}{n^2} \qquad [11]$$

dove e è lo splendore dell'oggetto e T il coefficiente di trasparenza dell'obiettivo.

Nell'apparato specchio-obiettivo invece, l'immagine non è più simile all'oggetto: infatti la volta celeste viene proiettata sul piano L e quindi

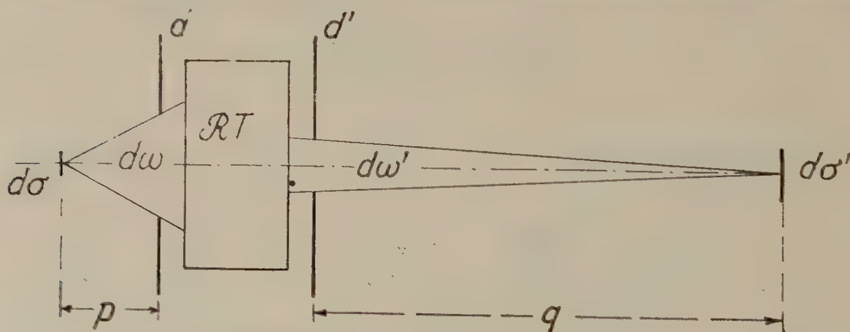


Fig. 11

viene deformata secondo le relazioni [2]. Si può allora schematizzare l'apparato in questo modo (fig. 11); il rettangolino rappresenta il nostro

sistema, che forma di $d\sigma'$, elementino generico della volta celeste, una immagine $d\sigma$: d è la pupilla di ingresso dell'obiettivo e d' è il diaframma virtuale che limita il fascio di luce utilizzato dall'obiettivo, cioè la pupilla di ingresso del sistema complessivo. La distanza q dell'oggetto $d\sigma'$ della pupilla di ingresso è qui rappresentata da un piccolo segmento, mentre esso si deve intendere molto più grande.

L'illuminamento nel piano L è dato allora da

$$E' = \mathcal{R}\, T\, \pi\, e\, \frac{d\sigma'}{d\sigma}\, d\omega' \qquad [12]$$

dove $\mathcal{R}$ è il coefficiente di riflessione dello specchio. Ma esprimendo il $d\sigma'$ con le coordinate altazimutali z e θ', già introdotte ed il $d\sigma$ con le coordinate polari piane ϱ e θ, la [12] diventa

$$E' = \mathcal{R}\, T\, \pi\, e\, q^2\, \frac{\operatorname{sen} z}{\varrho}\, \frac{dz}{d\varrho}\, d\omega\ .$$

Inoltre si ha $q^2 d\omega = \pi (r')^2$ dove r' è il raggio della pupilla di ingresso d', supposta circolare; si ottiene così, ponendo il piano immagine in $y_\pi = \mathcal{R}/2$, ed introducendo la [2] differenziata

$$E' = \mathcal{R}\, T\, \frac{\pi^3}{16} \left(\frac{f}{\varrho_0}\right)^2 \beta^2 \left(\frac{2\cos u - 1}{2 - \beta}\right)^2 \frac{\operatorname{sen} z}{z}\, e\ .$$

Ma si può porre in prima appossimazione $f \operatorname{tg} \alpha_0 \simeq \varrho_0$ indicando con α_0 l'angolo α sotto il quale viene proiettata una stella di distanza zenitale $\pi/2$; si ha quindi

$$E' = \mathcal{R}\, T\, \frac{\pi^3}{16}\, \operatorname{ctg}^2 \alpha_0\, \beta^2 \left(\frac{2\cos u - 1}{2 - \beta}\right)^2 \frac{\operatorname{sen} z}{z}\, e\ . \qquad [13]$$

Conviene ora introdurre un coefficiente K^2 definito come il rapporto tra l'illuminamento ottenuto con questo apparato e quello ottenuto con l'obiettivo normale, cioè

$$K^2 = \frac{E'}{E} = \mathcal{R}\, \frac{\pi^2}{16} \left(\frac{2\cos u - 1}{2 - \beta}\right)^2 \beta^2 \operatorname{ctg}^2 \alpha_0\, \frac{\operatorname{sen} z}{z}$$

e se si confrontano le aperture dei due sistemi si ha

$$n' = \frac{n}{K} = n \frac{4\,(2-\beta)}{\sqrt{\mathcal{R}\pi\,(2\cos u - 1)}} \times \frac{1}{\beta \operatorname{ctg} \alpha_0} \times \frac{z}{\operatorname{sen} z} = n\,\lambda \sqrt{\frac{\pi}{\mathcal{R}}}$$

Questo coefficiente λ ha un valore, nel caso di un sistema di p. r. infinitamente piccolo, che varia di poco dall'unità e solo in alcuni casi può essere molto diverso da uno; riassumo nella seguente tabella i valori che può assumere nei diversi casi

	$\beta = 0$	$\beta = 0.25$	$\beta = 0.50$	$\beta = 0.75$
z	λ	λ	λ	λ
0°	1	1	1	1,1
30°	1,1	1,1	1,1	1,1
60°	1,5	1,3	1,3	1,4
90°	3,0	2,3	1,8	1,7

È chiaro che questi valori si devono intendere del tutto indicativi. In definitiva, lo studio completo di un tale sistema suggerisce l'uso di un apparato con un β non inferiore a 0,2, poichè le dimensioni dello specchio dovrebbero essere notevoli per poter ottenere una immagine piuttosto grande e l'illuminamento della lastra fotografica sarebbe troppo diverso da punto a punto e non dovrebbe essere superiore a 0,50 perchè in tal caso il p. r. sarebbe troppo grande. Il valore di β da me scelto è di 0,25 e così sono stati da me realizzati gli apparati per il rilevamento fotografico dello stato di polarizzazione della luce diffusa dell'atmosfera.

Roma, Istituto Nazionale di Geofisica - Novembre 1955.

RIASSUNTO

Nella presente nota viene descritto un apparato fotografico a grande campo costituito da uno specchio sferico convesso e da una normale macchina fotografica; lo specchio forma della volta celeste una immagine virtuale che viene ripresa con la macchina fotografica.

Un tale sistema ottico viene analizzato sia dal punto di vista geometrico relativamente alla deformazione del campo, alle aberrazioni da esso presentate ed al potere risolutivo, sia dal punto di vista fotometrico, relativa-

mente alla luminosità complessiva. Allo scopo di definire completamente il sistema, l'A. introduce un coefficiente di distanza β, un coefficiente di nitidezza γ ed un coefficiente di luminosità φ: le caratteristiche geometriche e fotometriche vengono poi date in funzione di questi coefficienti.

L'A. riporta inoltre alcuni grafici ed una tabella, dai quali si possono ricavare le condizioni optimum per la massima risoluzione e per la massima uniformità di illuminamento in tutto il campo. In base a queste considerazioni l'A. pone uguale a 0,25 il valore optimum del coefficiente β; con questo valore di β sono stati realizzati alcuni apparati di questo tipo presso l'I.N.G. per la fotografia in luce polarizzata della volta celeste.

SUMMARY

The paper describes a large field photographic apparatus arranged with a convex mirror and a normal camera, which is so pointed that the virtual images produced by the mirror are into focus on the plate. A geometrical and photometrical analysis of this optical system is made by introducing three coefficients, a distance coefficient β, a sharpness coefficient γ and a speed coefficient φ, which completely describe this apparatus: but the coefficient β is very important for the aberrations. The diagrams of the aberrations and a table for the speed are reported in order to find the best value of β to get the greatest resolving power and the greatest uniformity in the illuminance of the plate. Therefore it is proposed $\beta = 0,25$ and so it is realised in the I.N.G. the apparatus to photograph the whole sky in order to study the polarisation of the diffuse light.

BIBLIOGRAFIA

(1) R. CIALDEA, Ann. di Geof., V, p. 409 (1952).
R. CIALDEA-P. DOMINICI, Ann. di Geof., V, p. 581 (1952).
(2) G. COURTÈS, *Astronomie*, 66, p. 221 (1952).
J. E. BLAMONT-G. COURTÈS, Ann. de Géophys., 11, p. 252 (1955).

DIE URSACHEN DER ABSORPTION ELASTISCHER WELLEN

O. Förtsch

Das Problem der Absorption elastischer Wellen in festen Körpern beschäftigt schon seit langer Zeit die Physiker und Geophysiker. Die ersten theoretischen Ansätze zur Erklärung dieser Naturerscheinung lassen sich bis in das vergangene Jahrhundert zurückverfolgen. Die ersten Beobachtungen zur Bestimmung des Absorptionskoeffizienten elastischer Wellen hat Angenheister (1906) an Wiederkehrwellen bei grossen Erdbeben angestellt. In der Zwischenzeit sind zwar in theoretischer wie experimenteller Hinsicht beachtliche Fortschritte erzielt worden, dennoch hat sich bis heute noch kein allgemein als richtig und brauchbar anerkannter Deutungsversuch der Absorption herauskristallisiert. Ein Grund hierfür ist darin zu sehen, dass es sehr schwierig ist, exakte Absorptionsbeobachtungen anzustellen. Einen weiteren Grund deutete Born (1941) an, indem er schreibt: « Since the materials of the earth's surface layers are solids, it is rather surprising that the implications of the experimental work done with other solid materials have not been given much consideration by seismologists ». Leider ist die in diesem Satz versteckte Mahnung, bei der Deutung der Absorption doch von vorliegenden, einwandfreien Beobachtungsergebnissen auszugehen, bis heute überhört worden. Born hat in der erwähnten Arbeit Versuche zur Bestimmung des Absorptionskoeffizienten an Gesteinsproben beschrieben, deren Ergebnisse sehr klar und eindeutig sind. In den Abschnitten I und V der vorliegenden Abhandlung wird darauf nochmals näher eingegangen werden.

Vor kurzem wurden von Menzel (1954a) und Hardtwig (1954) diejenigen Theorien, die hauptsächlich für eine Erklärung der Absorption elastischer Wellen in Betracht kommen, nochmals dargelegt und diskutiert. Dies wurde aber nur von rein theoretischen Gesichtspunkten aus getan. Bereits vorliegende Beobachtungsbefunde wurden nicht in Betracht gezogen, obwohl in beiden Arbeiten der Wunsch nach Messdaten zum Ausdruck gebracht worden ist. Da wohl angenommen werden kann, dass diese nicht allgemein bekannt sind, soll es Aufgabe der vorliegenden Arbeit sein, die Folgerungen, die sich aus den einzelnen Theorien ergeben,

den Beobachtungsergebnissen gegenüber zu stellen, um so eine Beurteilung der verschiedenen theoretischen Ansätze von der experimentellen Seite her zu ermöglichen.

Ein weiterer Umstand veranlasst den Verfasser, sich mit den erwähnten Darlegungen von Hardtwig zu befassen. Hardtwig kritisiert darin einen Vortrag des Verfassers, der auf der 19. Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft im Oktober 1953 in Hannover gehalten worden ist. Da in einem kurzen Referat von 20 Minuten Dauer nur das Wesentliche der Problemstellung angedeutet werden kann und Einzelheiten unberücksichtigt bleiben müssen, wäre es wohl zweckmässiger gewesen, Hardtwig hätte mit seiner Kritik gewartet, bis die diskutierten Probleme in einer Veröffentlichung dargestellt worden wären. So ist es gekommen, dass sich die Ausführungen von Hardtwig auf eine Reihe von Missverständnissen gründen, welche den Inhalt des Vortrages verdreht wiedergeben und daher eine Richtigstellung erfordern.

In den folgenden Darlegungen wird zu den Fragen bezüglich der Absorption elastischer Wellen im oben erwähnten Sinne Stellung genommen. Auf die speziellen mathematischen Behandlungen der Probleme wird nicht eingegangen werden. Desgleichen wird bei der Besprechung der Beobachtungen nur kurz das Messprinzip angedeutet. Zwecks näherer Orientierung sei auf die angeführten Schriften verwiesen.

I. *Beobachtungsergebnisse.* — In diesem Abschnitt werden alle dem Verfasser bekannten Beobachtungen über die Absorption elastischer Wellen und die Dämpfung elastischer Schwingungen zusammengestellt. Ein Anspruch auf Vollständigkeit wird nicht erhoben. Da elastische Schwingungen als stehende elastische Wellen aufzufassen sind, ist es einleuchtend, dass auch die Dämpfung solcher Schwingungen im ursächlichen Zusammenhang mit der Absorption steht. Die Dämpfung wird durch das logarithmische Dekrement (= natürlicher Logarithmus des Verhältnisses zweier Amplituden, die um eine Periode auseinanderliegen) zahlenmässig erfasst. Definiert man sinngemäss den Absorptionskoeffizienten elastischer Wellen als den natürlichen Logarithmus des Verhältnisses zweier Amplituden eines stationären Wellenzuges, die in der Ausbreitungsrichtung um eine Wellenlänge auseinander liegen, so ist ersichtlich, dass der Dämpfungs- und der Absorptionskoeffizient einander gleich sind. Es lassen sich also Absorptions- und Dämpfungsmessungen gleichermassen zur Beurteilung des Wesens der Absorption heranziehen.

Bei der Ausbreitung von Wellen sind zwei Geschwindigkeiten von Bedeutung, die Phasen- und die Gruppen- oder Energiegeschwindigkeit.

Sinngemäss muss man dann auch zwischen einer Phasen- und einer Gruppenwellenlänge unterscheiden. Durch den Vorgang der Absorption wird Energie verzehrt. Daraus ergibt sich, dass man die obige Definition des Absorptionskoeffizienten noch dahingehend präzisieren muss, dass man ihn auf die Gruppenwellenlänge zu beziehen hat. Dies soll an der einfachsten Oberflächenwelle an der « erweiterten » Lovewelle, wie sie von Ramspeck und Schulze (1938) bezeichnet wurde, veranschaulicht werden.

Gegeben sei eine Schicht an der Erdoberfläche, deren obere Begrenzungsfläche beim Einfall elastischer Wellen frei von Spannungen bleiben

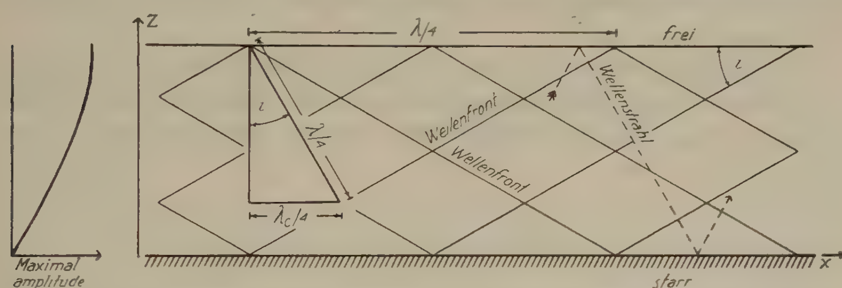


Fig. 1. – Darstellung der erweiterten Lovewelle in einer Schicht mit freier Oberfläche und starrer Unterkante.

Links: Verlauf der Maximalamplitude nach der Tiefe z.

Rechts: Verlauf der Wellenfronten und Wellenstrahlen. Erläuterung des Zusammenhanges zwischen Raumwellenlänge λ, Phasenwellenlänge λ_v, Gruppenwellenlänge λ_c und Einfallswinkel i.

$$\lambda_v = \lambda/\sin i \quad ; \quad \lambda_c = \lambda \sin i .$$

soll. Ihre untere Fläche soll sich unendlich starr verhalten, d. h. an ihr sollen keine elastischen Verschiebungen möglich sein. Die Oberflächenwelle entsteht dadurch, dass eine SH-Welle einer bestimmten Frequenz unter dem passenden Einfallswinkel auf die Flächen auftrifft. In der vertikalen Richtung erhalten wir das Bild einer stehenden Welle. Der Amplitudenverlauf ist in fig. 1 links dargestellt. Rechts ist der Strahlenverlauf und der Zusammenhang der Raumwellenlänge λ, der Phasenwellenlänge λ_v, und der Gruppenwellenlänge λ_c dargestellt. Innerhalb der Schicht wird Energie absorbiert, von Reflektionsverlusten an den Grenzflächen wird abgesehen. Primär wird längs der Strecke λ stets der gleiche prozentuale Anteil der hindurchwandernden Energie verschluckt. Da man aber nicht innerhalb der Schicht Messungen anstellen kann, sondern nur an der Oberfläche, so ist es einleuchtend, dass man als Bezugsstrecke

frequenzen der grossen Probe lagen zwischen 140 und 4540 Hz. An kleineren Stücken konnte der Bereich bis 60.000 Hz erweitert werden, ohne dass eine andere Gesetzmässigkeit zu erkennen gewesen wäre.

Auch bei dem Dämpfungskoeffizienten zeigte sich keine Abhängigkeit weder von der Frequenz noch von der Schwingungsart. Für Granit für die Berechnung der Absorption nicht λ_v wählen darf, sondern die Projektion von λ auf die Oberfläche, nämlich λ_c. Die Richtigkeit dieser Ueberlegungen wird, wie später noch gezeigt werden kann, durch die Beobachtungen bestätigt. Allerdings können nur Beobachtungen der Absorption diese Bestätigung liefern. Die Dämpfung von Schwingungen kann keine Entscheidung bringen, da sowohl λ_v wie λ_c derselben Periode T zuzuordnen sind.

Nach dieser Einführung werden jetzt die vorliegenden Beobachtungsergebnisse verschiedener Autoren ohne Kommentar kurz wiedergegeben. Auf die Erklärungsversuche wird in den folgenden Abschnitten eingegangen werden.

a) *Beobachtungsergebnisse von Untersuchungen an Stäben.*

Kimball und Lovell (1927) haben an Proben aus verschiedenen Materialien Dämpfungsbestimmungen in einem sehr grossen Frequenzbereich, nämlich von 0,1 bis 100.000 Hz durchgeführt. Eine summarische Betrachtung der Messwerte führt zu dem Ergebnis, dass das logarithmische Dekrement über den weiten Frequenzbereich hinweg konstant ist. Beobachtungen von Wegel und Walther (1929) bestätigen dies.

Während im allgemeinen solche Messungen an kleineren Proben vorgenommen werden, haben sich Birch und Bancroft (1938) ein äusserst grosses Untersuchungsobjekt ausgesucht, nämlich einen Bohrkern aus Granit von 244 cm Länge und einem Durchmesser von 23 cm. Dieser Zylinder wurde zu erzwungenen Longitudinal-, Torsions- und Biegeschwingungen angeregt. Aus den Eigenfrequenzen bis zur 5., bzw. 8. Oberschwingung liessen sich die elastischen Konstanten des verwendeten Granits berechnen. Die Werte für die Dämpfungskonstanten wurden aus den Amplitudenresonanzen berechnet. Birch und Bancroft benutzten zur Charakterisierung des Dämpfungsgrades die Resonanzbreite für die Amplitude $0{,}7071 \cdot A_{\max}$. Der Dämpfungskoeffizient ist definiert durch das Verhältnis $Q = n_o / \Delta n = 2\,\pi E / \Delta E$ (n_o — Eigenfrequenz, Δn = Resonanzbreite, E = Energie der Schwingung, ΔE = während einer Periode absorbierte Energie). Q und das logarithmische

Dekrement sind miteinander verknüpft durch die Beziehung $\delta = \pi/Q$. Die Messungen von Birch und Bancroft haben ergeben, dass die elastischen Eigenschaften des Granits keine Abhängigkeit weder von der Art der Beanspruchung (Longitudinal-, Torsions- oder Biegeschwingung) noch von der Frequenz der Schwingung zeigen. Die untersuchten Eigenergab sich $Q = 150 \pm 50$. Dem entspricht: $\delta = 0{,}021 \pm 0{,}007$. Diese Werte gelten für Granit ohne Vorbelastung. Befindet sich das Material bereits unter Druck, so sinken die Werte für δ.

Noch etwas weiter gehen die Untersuchungen von Born (1941), über die er in der bereits eingangs zitierten Arbeit berichtet hat. Die Versuchsanordnung ist sehr ähnlich der von Birch und Bancroft benutzten. Born hat, um den Einfluss der Frequenz auf das logarithmische Dekrement zu studieren, einerseits die Stäbe zu erzwungenen Longitudinalschwingungen bis zur dritten Harmonischen angeregt, andererseits hat er die Frequenzen durch Änderung der Stablängen variiert.

Obwohl die Frequenzen, bei denen gemessen wurde, zwischen 930 und 12.800 Hz liegen, kann aus den Ergebnissen von Born nicht die geringste Abhängigkeit des Dekrementes von diesen herausgefunden werden. In Tabelle 1 sind die Mittelwerte der Dekremente für jedes untersuchte Gestein zusammengestellt.

Tabelle 1

Gesteinsart	Mittl. log. Dekrement	Gesteinsart	Mittl. log. Dekrement
Sylvan Shale (Schieferton)	0,043	Amherst Sandstone (Sandstein)	0,060
Hunton Limestone (Kalkstein)	0,049	Cockfield-Yequa Formation	0,047

Die Werte der Tabelle 1 sind an getrockneten Gesteinsstäben gemessen worden. Born hat die Versuche an durchfeuchteten Sandsteinstäben wiederholt. Dabei erhielt er die in fig. 2 wiedergegebenen Resultate. Es zeigt sich jetzt eine Frequenzabhängigkeit. Zu dem konstanten Dekrement trockener Proben kommt noch eine mit der Frequenz linear ansteigende Komponente hinzu, die allerdings kaum im Bereich der

angewandten Seismik und noch weniger in dem der Erdbebenseismik von praktischer Bedeutung ist. Auf die von Born gegebene Erklärung seiner Messergebnisse wird später eingegangen werden.

Nach der gleichen Methode, mit der die bisher besprochenen Ergebnisse erzielt worden sind, haben auch v. Thyssen und Rülke (1939) Stäbe aus verschiedenen Gesteinen untersucht. Ihre Resultate decken sich mit denen von Birch und Bancroft, sowie mit denen von Born.

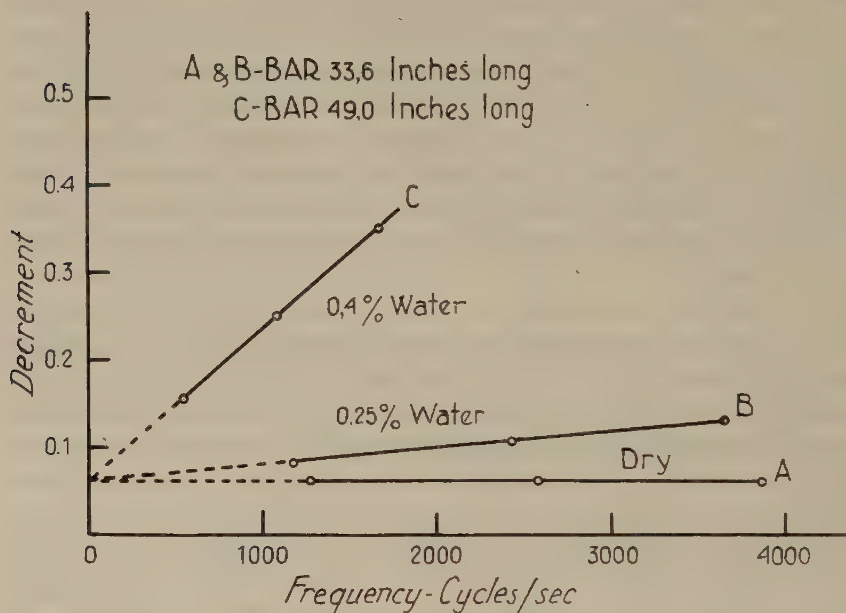


Fig. 2. – Dekrement elastischer Schwingungen für Amherst Sandstein bei verschiedener Durchfeuchtung in Abhängigkeit von der Frequenz. (Nach Born 1941).

Für eine Probe aus Gips wurde bei der Frequenz 12.500 Hz das logarithmische Dekrement zu $\delta = 0,087$ bestimmt. Bei einem Stab aus Aluminium ergab sich bei der Frequenz 31,850 Hz $\delta = 0,028$.

Die obere Grenze des Frequenzbereiches, in welchem die in der Natur auftretenden elastischen Wellen liegen, dürfte etwa bei 100 Hz sein. Alle bisher aufgeführten Beobachtungen wurden bei Frequenzen angestellt, die sämtlich über dieser Grenze, teilweise sogar sehr beträchtlich, liegen. Den Anschluss vermitteln uns die Messungen von Regula (1940). Er regte einseitig eingespannte Stäbe aus verschiedenen Gesteinsarten zu Biege- und Torsionsschwingungen an, und zwar zu freien

wie zu erzwungenen Schwingungen. Die Stäbe waren etwa 20 cm lang und besassen einen Querschnitt von 1 × 1 cm. Die Eigenfrequenzen, auf die sich seine Messungen stützen, liegen zwischen 20 und 65 Hz. Um zu diesen relativ niedrigen Werten zu kommen, hat er am freien Ende der Stäbe eine Kopflast von 1,556 kg befestigt.

Eine Angabe über die Frequenzabhängigkeit der Dämpfung lässt sich aus den Messungen von Regula nicht ableiten, da jeweils nur bei der Grundschwingung beobachtet wurde. Für die verschiedenen Gesteine hat er folgende Dekremente erhalten:

Weisser Marmor	$\delta = 0{,}029$
Grauer Marmor	$\delta = 0{,}023$
Schiefer	$\delta = 0{,}019$
Granit	$\delta = 0{,}03$

Wenn man bedenkt, dass der Dämpfungskoeffizient mit einem grossen Beobachtungsfehler behaftet ist und dass er selbst bei der gleichen Gesteinsart von Probe zu Probe variiert, so darf man aus den Messungen von Regula wohl folgern, dass die oben schon festgestellte Unabhängigkeit der Dämpfung von der Schwingungsart der Gesteinsstäbe und der Frequenz auch noch im Frequenzbereich der angewandten Seismik Gültigkeit hat. Damit ist der Anschluss an die Beobachtungen der Absorption bei elastischen Wellen, auf die nun eingegangen werden soll, hergestellt.

b) *Beobachtungsergebnisse von Absorptionsuntersuchungen an elastischen Wellen.*

Wie eingangs schon erwähnt, hat die ersten derartigen Beobachtungen Angenheister (1906) an Oberflächenwellen von Erdbeben angestellt. Dieses Material wurde später weiterhin ergänzt und vervollständigt (s. Gutenberg [1932]). Mintrop (1911) hat als erster die Abnahme der Energie monofrequenter Wellenzüge mit der Entfernung untersucht. Er verfolgte mit transportablen Seismographen die von einer Grossgasmaschine (Kolbenmaschine) angeregten Oberflächenwellen in zwei aufeinander senkrecht stehenden Richtungen. Sehr intensiv wurde die Ausbreitung solcher Wellen in den Jahren 1933-39 von der Deutschen Forschungsgesellschaft für Bodenmechanik (Degebo), Berlin, in Zusammenarbeit mit dem Geophysikalischen Institut der Universität Göttingen studiert. Diese Arbeiten haben ihren Niederschlag in einer Reihe

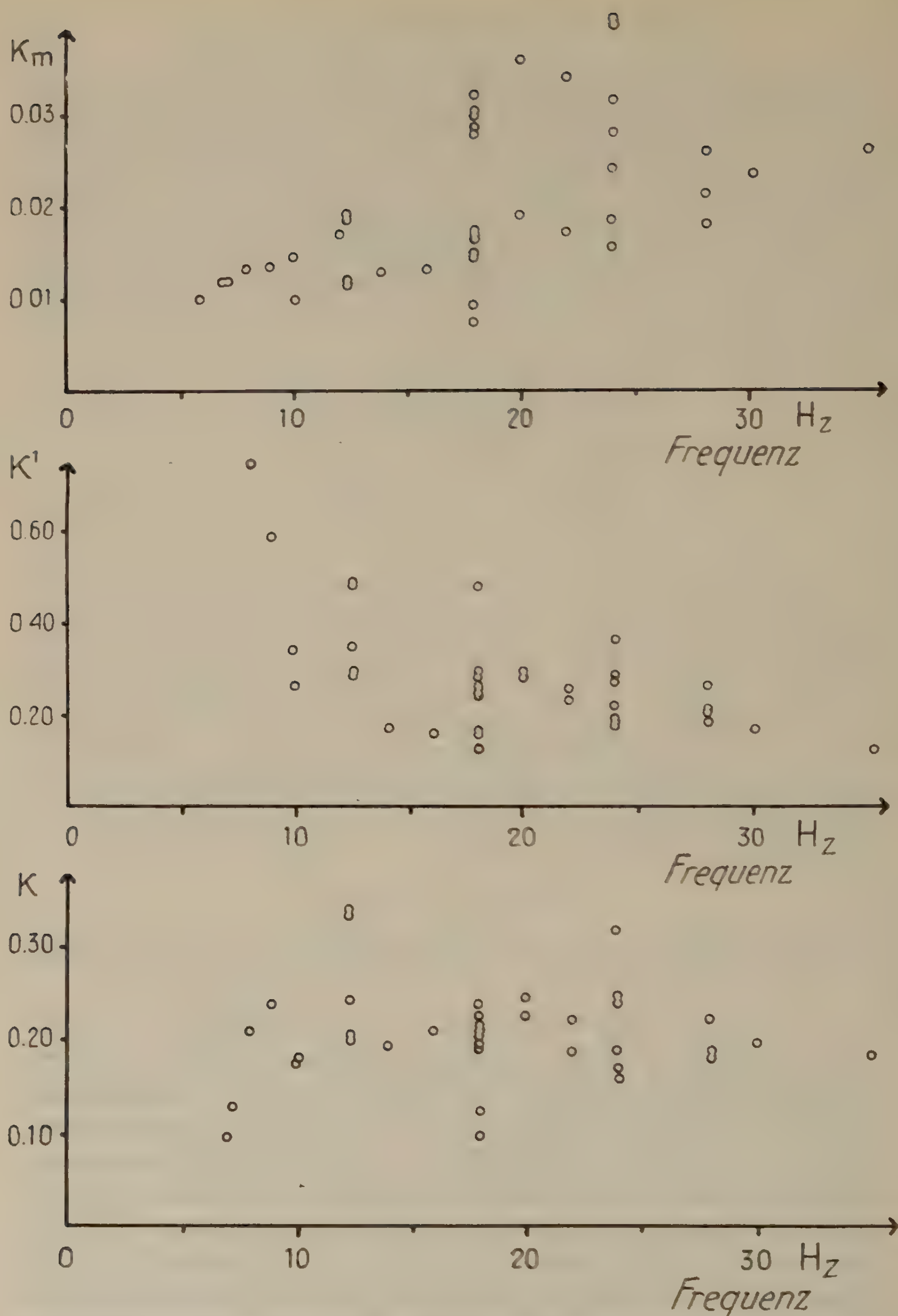


Fig. 3. – Die auf dem Gelände des Göttinger Flugplatzes mittels Maschinenschwingungen ermittelten Absorptionskoeffizienten in Anhängigkeit von der Frequenz. — Oben: Absorptionskoeffizient k_m, bezogen auf 1 m als Masseinheit. — Mitte: Absorptionskoeffizient k', bezogen auf die Phasenwellenlänge als Einheit. (Die Werte für die Frequenzen 6-8 Hz konnten nicht eingetragen werden, da sie zu gross sind). — Unten: Absorptionskoeffizient k, bezogen auf die Gruppenwellenlänge als Masseinheit. (Man beachte den grösseren Masstab auf der Ordinate!).

von Veröffentlichungen gefunden. Bis zu dieser Zeit hatte man bei Absorptionsmessungen die Koeffizienten entweder auf die Einheit ein Meter oder ein Kilometer bezogen. Es ergaben sich Werte, die über mehrere Zehnerpotenzen hinweg streuten und nicht miteinander irgendwie in Beziehung gebracht werden konnten. Förtsch (1940) erkannte, dass dies erst ermöglicht wird, wenn man die Koeffizienten auf die meist mit der Frequenz sich ändernde Wellenlänge bezieht. Wählt man als Bezugsstrecke die Phasenwellenlänge λ_v, so verschwindet die Frequenzabhängigkeit der Koeffizienten weitgehend. Trotz der grossen Streuung der Messwerte lässt sich doch noch ein gewisser systematischer Gang erkennen (fig. 3 Mitte). Dieser Gang ist erst verschwunden, als Förtsch (1953a) die Beobachtungen auf die Gruppenwellenlänge λ_c umgerechnet hat (fig. 3 unten).

Bei den, der fig. 3 zugrunde liegenden Messungen ist die Umrechnung möglich gewesen, da die vollständige Dispersionskurve für diese Wellen vorliegt. In vielen Fällen ist dies jedoch nicht der Fall. Man muss dann versuchen, eine bestmögliche Näherung zu erhalten. Angesichts der grossen Unsicherheit, mit der sich die Absorptionskoeffizienten bestimmen lassen, ist die Phasenwellenlänge schon als brauchbare Näherung anzusehen. Bei den Beobachtungen an Oberflächenwellen von Erdbeben erhält man aus den Ankunftszeiten der Wellen und den Entfernungen

Tabelle 2

Periode	Grup. Geschwindigkeit km/s	Absorptionskoeffizient	
		$\varkappa$ (km)	k (λ_c)
20	3,6	0,00038	0,027
20	3,7	0,00021	0,016
25	3,4	0,00039	0,033
30	3,4	0,00039	0,040
17	3,0	0,00026	0,013
20	3,4	0,00034	0,023
20	3,37	0,00037	0,025
18	4,6	0,00028	0,023
20	3,4	0,00018	0,012
		Mittel: 0,00031	0,023

unmittelbar die Gruppengeschwindigkeit und damit auch die Gruppenwellenlänge.

In Tabelle 2 sind die Messdaten von Angenheister (1906) und der daraus abgeleitete Absorptionskoeffizient k wiedergegeben. Der Absorptionskoeffizient, der sich auf 1 km als Basis bezieht, ist mit $\varkappa$ bezeichnet. Zum besseren Verständnis sind hinter den Koeffizienten jeweils die Bezugsstrecken in Klammern beigefügt.

Die von anderen Beobachtern ermittelten k–Werte liegen im gleichen Bereich. Vergleicht man die k–Werte mit den Dämpfungskoeffizienten, wie sie von Birch und Bancroft, sowie von Regula an kompakten Gesteinen gemessen worden sind, so findet man eine sehr gute Uebereinstimmung. Die Sedimentgesteine, die Born untersucht hat, weisen bereits eine stärkere Absorption bzw. Dämpfung auf. Je jünger und lockerer die Sedimente werden, desto stärker werden von ihnen elastische Wellen absorbiert. Dies zeigen deutlich die Zahlen der Tabelle 3, die alle, dem Verfasser bekannten Absorptionskoeffizienten enthält. Die k–Werte wurden von ihm aus den in den zitierten Arbeiten angegebenen Daten berechnet.

Tabelle 3

Untergrund	Frequenzbereich H_z	Absorptionskoeffizient k (λ_c)	Beobachter
Lehm, Kies . . .	2,5 5,0	0,105	Mintrop (1911)
Sand, Lehm . . .	10 25	0,42	Angenheister u. Schneider (1928)
Liaston	22–40	0,35	Degebo
Sand, Lösslehm. .	10 15	0,62	Degebo
Feinsand, Ton . .	6–35	0,211	Degebo (s. fig. 3)

Die Absorptionskoeffizienten k sind streng nur im letzten Fall auf die Gruppenwellenlänge bezogen. In den anderen Fällen ist dies nur näherungsweise möglich gewesen. Die zuletzt aufgeführten Untersuchungen sind der Zusammenarbeit der Deutschen Forschungsgesellschaft für Bodenmechanik mit dem Geophysikalischen Institut der Universität Göttingen zu verdanken.

Die niedrigen Frequenzen der Beobachtungen von Mintrop deuten darauf hin, dass die Wellen tiefer in den Untergrund hinabreichen und

bereits festere Schichten mit erfassen. Bei einer Ausbreitungsgeschwindigkeit von 250 m/s wird die Wellenlänge schon 50 m bzw. 100 m gross. Der Wert k ist auf diese Geschwindigkeit bezogen. Nach Schulze (1935) ist dieser Wert eher zu niedrig als zu hoch. Mit zunehmender Geschwindigkeit steigt auch k linear an.

Aus den Dämpfungskoeffizienten, die Born gemessen hat, und den Absorptionskoeffizienten der Tabelle 3 ist ersichtlich, dass Sedimentgesteine eine stärkere Absorption als Tiefengesteine aufweisen und dass innerhalb der Sedimente die Absorptionskoeffizienten sehr stark von der Verfestigung derselben abhängen. Die Werte variieren mehr als eine Zehnerpotenz.

Zusammenfassend ergeben sich aus den oben wiedergegebenen Untersuchungen folgende Beobachtungstatsachen, denen die Theorien zur Erklärung der Absorption gerecht werden müssen:

1. Durch den Absorptionsvorgang wird die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Wellen nicht beeinflusst.

2. Bei einem sinusförmigen, stationären Wellenzug nimmt die Amplitude mit zunehmender Entfernung nach einer Exponentialfunktion ab. Misst man die Entfernung in Einheiten der Gruppenwellenlänge, so ergibt sich aus den Beobachtungen ein Absorptionskoeffizient, der von der Frequenz unabhängig ist. Weiterhin ist dieser Koeffizient auch unabhängig von der Natur der elastischen Wellen. Für Longitudinal-, Transversal- und Oberflächenwellen wird stets für das gleiche Material derselbe Wert beobachtet. Er erweist sich nur abhängig vom Medium, durch das Wellen laufen, und stellt somit eine Konstante für die verschiedenen Gesteine dar.

Das heute vorliegende, umfangreiche Beobachtungsmaterial, zu welchem unabhängig voneinander eine Reihe von Autoren beigetragen haben, spricht einhellig für diese Feststellungen. Dem Verfasser ist keine Beobachtung bekannt, die sich nicht in dieses Bild einfügt.

II. *Elastische Nachwirkung.* — Die Theorie der elastischen Nachwirkung gründet sich auf folgende, allgemein bekannte Beobachtung: Greift an einem festen Körper plötzlich eine weiterhin konstant bleibende Kraft an, so erfährt er eine plötzliche Deformation, wie es bei einem ideal elastischen Körper der Fall sein muss. Beobachtet man jedoch weiter, so stellt man fest, dass im Gegensatz zum ideal elastischen Verhalten die Deformation weiterhin fortschreitet, anfangs rascher, später langsamer. Sie nähert sich einem Endwert. Das Nachhinken der Deformation gegenüber den von aussen angreifenden Kräften nennt man

elastische Nachwirkung. Bei dem erwähnten Versuch kann man das Nachhinken in erster Näherung durch eine Exponentialfunktion beschreiben. Wiechert hat aber schon gefunden, dass zu einer genauen Darstellung des Vorganges eine mathematische Reihe solcher Funktionen notwendig ist. Man ersieht daraus, dass die physikalischen Kräfte, die diese Erscheinung im Zusammenspiel mit den elastischen Spannungen im Körper verursachen, nicht von einfacher Natur sein können. Der Verfasser ist mit Menzel (1954 a) derselben Meinung, dass es angebracht erscheint, den mathematischen Abhandlungen, die sich im Ansatz schon auf eine vereinfachte Beschreibung der Nachwirkungserscheinung beschränken, eine gewisse Zurückhaltung entgegen zu bringen. Der erweiterte Ansatz der Nachwirkung im Sinne Wiecherts schliesst jedoch gewisse mathematische Schwierigkeiten in sich, an deren Ueberwindung sich bis heute noch niemand herangewagt hat.

Ueberlegt man sich, welchen Einfluss die elastische Nachwirkung auf den Ablauf elastischer Schwingungen und Wellen haben kann, so kann man unmittelbar feststellen, dass für rasch durchlaufene Zyklen die Beeinflussung geringer sein muss als für langsam durchlaufene. Sokoloff und Skriabin (1937) und Menzel (1954a) haben die Einwirkung berechnet. In beiden Arbeiten wird aber von etwas veränderten Voraussetzungen ausgegangen. Es darf daher nicht überraschen, wenn die Resultate etwas verschieden ausfallen. Sokoloff und Skriabin haben dankenswerterweise auch noch umfangreiche Messungen an Gesteinsproben zur Bestimmung der die Nachwirkung charakterisierenden Konstanten angestellt. Es ist so die Möglichkeit gegeben, die nach der Theorie der elastischen Nachwirkung zu erwartenden Absorptionskoeffizienten für elastische Wellen mit den beobachteten zu vergleichen.

Nach dem Ansatz von Sokoloff und Skriabin sind zur Beschreibung zwei Konstanten nötig, welche die beiden Autoren mit β und λ bezeichnen. Für den oben beschriebenen Versuch bedeutet das Verhältnis β/λ den Maximalbetrag der von der elastischen Nachwirkung herrührenden Deformation. Der Wert $1/\lambda$ stellt die Relaxationszeit dar. Diese Werte müssten nach den theoretischen Voraussetzungen Konstante und nur von der Beschaffenheit des Materials, nicht aber von der Art der elastischen Beanspruchung desselben, abhängig sein.

Wie schon erwähnt, haben Sokoloff und Skriabin die beiden Konstanten an Gesteinsproben sowohl durch Biegungs-, wie auch durch Torsionsbeanspruchung, ermittelt. Es würde hier zu weit führen, auf die Bestimmungsmethode der beiden Werte einzugehen. Die Versuche ergaben für beide Beanspruchungsarten etwas verschiedene Zahlen-

werte. Die beiden Autoren erklären die Differenzen der Beobachtungsergebnisse mit dem Hinweis, der auch weiter oben schon angeführt worden ist, dass die elastische Nachwirkung durch kompliziertere Funktionen beschrieben werden müsste, als es geschehen ist.

Sokoloff und Skriabin haben ihre Berechnungen sinngemäss auch auf Wechselbeanspruchungen des Gesteins, auf elastische Wellen, übertragen und den Einfluss auf den Ausbreitungsvorgang der letzteren berechnet. Da eine strenge Lösung nicht herbeigeführt werden kann, haben sie die Formeln für den Absorptionskoeffizienten und für die Ausbreitungsgeschwindigkeit nur in erster Näherung angegeben. Den Absorptionskoeffizienten haben sie, wie es auch zweckmässig ist, auf die Wellenlänge als Masseinheit bezogen. Für Longitudinalwellen lauten die Beziehungen:

$$v_1 = a \Big/ \sqrt{1 + \frac{\beta\lambda}{\lambda^2 + \omega^2}} \quad ; \quad k = \pi\beta \frac{\omega}{\lambda^2 + \omega^2} \Big/ \left(1 + \frac{\beta\lambda}{\lambda^2 + \omega^2}\right).$$

(v_1 = Longitudinalgeschwindigkeit im Medium mit Nachwirkung,
a = Longitudinalgeschwindigkeit im rein elastischen Medium,
k = Absorptionskoeffizient, ω = Kreisfrequenz).

Für Transversalwellen gelten die gleichen Ausdrücke, nur ist für die Longitudinalgeschwindigkeit der entsprechende Wert der Transversalwelle einzusetzen.

Aus den von Sokoloff und Skriabin durchgeführten, umfangreichen Bestimmungen der Nachwirkungskonstanten sollen nur einige Beispiele

Tabelle 4

Gesteinsart	$\lambda \cdot 10^2$	$\beta \cdot 10^2$	$\lambda' \cdot 10^2$	$\beta' \cdot 10^2$
Fester, grob gebankter Sandstein	4,9	1,4	6,2	2,6
Fester, ungebankter Sandstein	8,0	18,0	6,0	13,0
Ungeschichteter, mergeliger Ton	4,3	2,6	9,3	3,4
Marmor	4,5	1,3	8,3	4,0
Kalk	5,6	1,2	3,3	0,8
Gips	4,9	2,6	3,3	2,2
Granit	6,6	0,2	5,0	0,2
Diabas	3,9	0,3	2,9	0,8

herausgegriffen werden. Die beiden Autoren geben die aus Biegungs- und die aus Torsionsmessungen ermittelten Werte getrennt an. Die ersteren bezeichnen sie mit β, λ, die letzteren mit β', λ'. In Tabelle 4 sind die ausgesuchten Werte zusammengestellt.

Den Spalten der Tabelle kann man entnehmen, dass im allgemeinen die λ- und λ'-Werte für alle Gesteinsarten in derselben Grössenordnung liegen. Dies bedeutet, dass der Vorgang der Nachwirkung bei allen Gesteinen annähernd gleich lange dauert. Bei den Werten β und β', durch die der Betrag der Nachwirkungsdeformation in erster Linie bestimmt wird, scheint es so zu sein, dass die Werte für die Tiefengesteine etwa eine Zehnerpotenz kleiner sind als diejenigen für Sedimentgesteine.

Aus den Zahlen der Tabelle 4 wurden zwei Wertepaare von λ und β ausgesucht, die für Tiefen- bzw. Sedimentgesteine Mittelwerte darstellen dürften. Es sind dies:

$$\lambda = 5 \cdot 10^{-2}\, s^{-1} \qquad \beta = 0{,}25 \cdot 10^{-2}\, s^{-1} \quad \text{bzw.}$$

$$\lambda = 5 \cdot 10^{-2}\, s^{-1}, \qquad \beta = 2 \cdot 10^{-2}\, s^{-1}$$

Für diese Wertepaare wurde mittels der obigen Formeln die Ausbreitungsgeschwindigkeit und der Absorptionskoeffizient für Longitudinalwellen in Abhängigkeit von der Periode der Wellenbewegung berechnet. Da sich die von Erdbeben erzeugten elastischen Wellen hauptsächlich in Tiefengesteinen ausbreiten, wurde für das erste Wertepaar die Abhängigkeit bis zur Periode 60 s berechnet. Für das zweite Wertepaar braucht die Skala nur bis 5 s ausgedehnt werden, da in den Sedimenten vorwiegend die höherfrequenten Wellen der angewandten Seismik erzeugt werden und sich auch darin fortpflanzen.

Fig. 4 veranschaulicht das Ergebnis der Rechnung. Auf der Abszisse ist die Periode T, auf der linken Ordinate der Absorptionskoeffizient k im dimensionslosen Mass, d. h. er ist, wie oben ausgeführt wurde, auf die Wellenlänge als Masseinheit bezogen, und auf der rechten Ordinate ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit v_1 in Einheiten von a aufgetragen.

Aus der Figur ist zu ersehen, dass die elastische Nachwirkung, so wie sie von Sokoloff und Skriabin in Ansatz gebracht worden ist, auf die Ausbreitungsgeschwindigkeit praktisch keinen Einfluss ausübt. Das ist auch schon rein anschaulich zu vermuten, denn die Relaxationszeit der Nachwirkung liegt in der Grössenordnung von einer Minute, während die Schwingungsvorgänge in der Seismik, vor allem in der angewandten Seismik, viel rascher ablaufen. Höchstens bei den langen

Perioden der Oberflächenwellen von Fernbeben könnte andeutungsweise ein Effekt zu spüren sein. In dieser Hinsicht wird die Theorie von Sokoloff und Skriabin den Beobachtungen gerecht.

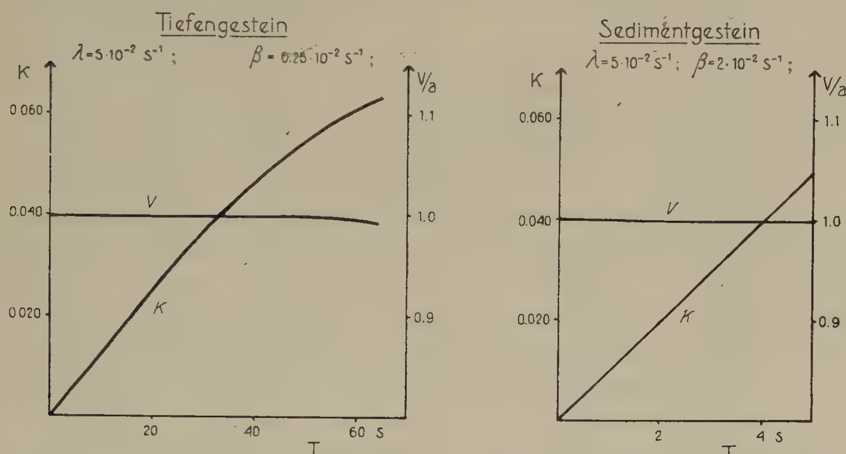


Fig. 4. – Einfluss der elastischen Nachwirkung auf die Ausbreitungsgeschwindigkeit und die Absorption elastischer Wellen, wie er sich aus dem Ansatz von Sokoloff und Skriabin (1938) ergibt. Links sind die Verhältnisse dargestellt, wie sie für Tiefengesteine zu erwarten sind. Rechts sind die Verhältnisse dargestellt, wie sie für sedimentgesteine zu erwarten sind.
Abszisse: Periode T der Wellenbewegung.
Linke Ordinate: Absorptionskoeffizient k, bezogen auf eine Wellenlänge.
Rechte Ordinate: Ausbreitungsgeschwindigkeit v einer Longitudinalwelle in Einheiten der Longitudinalgeschwindigkeit a im rein elastischen Medium.

Für den Absorptionskoeffizienten k lässt sich jedoch keine Uebereinstimmung feststellen. Er steigt nach der Theorie mit zunehmender Periode an, während die Beobachtungen einen frequenzunabhängigen Wert fordern. Im Periodenbereich der künstlich erzeugten Erschütterungen sind die berechneten Absorptionskoeffizienten zu klein gegenüber den beobachteten Werten, während bei den langen Perioden der Oberflächenwellen der Fernbeben das Verhältnis gerade umgekehrt ist. Die Diskrepanz zwischen der Theorie und den Beobachtungen lässt darauf schliessen, dass die Absorption zumindest nicht in merklichem Masse durch elastische Nachwirkung im Sinne von Sokoloff und Skriabin hervorgerufen wird. Deshalb kommt dieser bei der Ausbreitung elastischer Wellen, wenn überhaupt, nur eine sehr untergeordnete Bedeutung zu.

Wie oben schon erwähnt, hat auch Menzel (1954a) von einem etwas modifizierten Ansatz ausgehend den Einfluss der Nachwirkung auf die Wellenausbreitung berechnet. Für die von Sokoloff und Skriabin (1937)

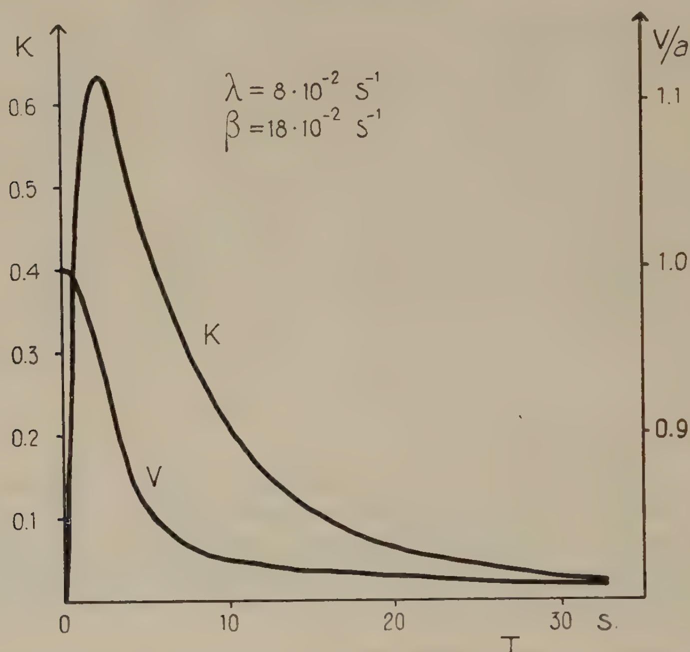


Fig. 5. – Einfluss der elastischen Nachwirkung auf die Ausbreitungsgeschwindigkeit und die Absorption elastischer Wellen, wie er sich aus dem Ansatz von Menzel (1954 a) ergibt. Die Kurven gelten für Longitudinalwellen in trockenem Sandstein. Die Darstellungsweise ist dieselbe wie in Fig. 4.

für trockenen Sandstein bestimmten Grössen hat Menzel auch die Geschwindigkeit und die Absorption in Abhängigkeit von der Periode berechnet. Um einen Vergleich dieser Werte mit den Ergebnissen von Sokoloff und Skriabin unmittelbar zu ermöglichen, sind die von Menzel in den Figuren 4 und 5 seiner Arbeit wiedergegebenen Darstellungen entsprechend umgezeichnet in fig. 5 eingezeichnet worden.

Die Figur zeigt, dass sich die Ergebnisse von Menzel noch weniger den Beobachtungen anpassen, als diejenigen von Sokoloff und Skriabin. Der Verlauf der Funktion des Absorptionskoeffizienten, wie auch sein absoluter Betrag, sind mit den Beobachtungen nicht in Einklang zu bringen. Zu dieser Feststellung ist auch Menzel gekommen. Er schliesst

ein Autorenreferat (1954 b) mit dem Satz: « Nach Ansicht des Verf. wird dieses Verhalten durch die Untersuchungen an seismischen Wellen nicht bestätigt, so dass also die Theorie der elastischen Nachwirkung in dieser Form nicht geeignet erscheint, das Verhalten elastischer Wellen richtig wiederzugeben ».

III. *Visko-Elastizität.* — Der Theorie der Visko-Elastizität begegnet man in der Literatur sehr häufig, allerdings unter verschiedenen Namen, wie « internal friction », « firmo-viscosity », usw. Man geht bei dieser Theorie von der Annahme aus, dass sich die Materie nicht vollkommen elastisch verhält und dass neben den rein elastischen Spannungen noch andere wirksam sind. Wird ein Körper durch äussere Kräfte deformiert, so sollen letzteren nicht nur die aus den Deformationen resultierenden, elastischen Spannungen entgegenwirken, sondern auch solche, die dem zeitlichen Ablauf der Deformation proportional sind und die die Einstellung des Körpers in den endgültigen, deformierten Zustand verzögern. Sie beeinflussen aber letzteren nicht. Die Grundgleichung der klassischen Elastizitätstheorie, von der man in der Seismologie allgemein ausgeht, ist durch neue Glieder zu erweitern. Sie lautet nun:

$$\varrho \frac{\partial^2 s}{\partial t^2} = (\lambda + 2\mu) \text{ grad div } s - \text{rot rot } s$$

$$+ \frac{\partial}{\partial t}\left[(\lambda' + 2\mu') \text{ grad div } s - \mu' \text{ rot rot } s\right] .$$

Es bedeuten: ϱ = Dichte, s = Vektor der elastischen Verschiebungen, t = Zeit, λ, μ, = Lamésche Konstanten, λ', μ', = viskoelastische Konstanten.

Daraus ergeben sich die Differentialgleichungen für die Longitudinal- und Transversalwelle:

$$\frac{\partial^2\theta}{\partial t^2} = \frac{\lambda + 2\mu}{\varrho} \nabla^2\theta + \frac{\lambda' + 2\mu'}{\varrho} \frac{\partial}{\partial t} \nabla^2\theta .$$

$$\frac{\partial^2 \text{ rot } s}{\partial t^2} = \frac{\mu}{\varrho} \nabla^2 \text{ rot } s + \frac{\mu'}{\varrho} \frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \text{ rot } s .$$

Wir wollen die weiteren Betrachtungen nur für die Transversalwelle anstellen. Für die Longitudinalwelle gelten die entsprechenden.

Wir gehen in Anlehnung an Hardtwig (1943) von dem üblichen Ansatz einer parallel zur x- Achse fortschreitenden, ebenen Welle aus:

$$\text{rot } s = B e^{(\bar{m}x - \bar{p}t)} ,$$

wobei die Grösse p und m als komplexe Zahlen aufgefasst werden.

$$\bar{p} = \varepsilon + i p \quad ; \quad \bar{m} = -\alpha + i m .$$

Mit diesem Ansatz ergibt sich aus der obigen Differentialgleichung folgende Bestimmungsgleichung für die Unbekannten:

$$\bar{p}^2 = \bar{m}^2 \left(\frac{\mu}{\varrho} - \frac{\mu'}{\varrho} \bar{p} \right) \quad \text{oder} \quad \bar{p}^2 + \frac{\mu'}{\varrho} \bar{p} \bar{m}^2 - \frac{\mu}{\varrho} \bar{m}^2 = 0 .$$

Die Trennung der reellen und imaginären Glieder liefert:

$$p^2 - 2 \frac{\mu'}{\varrho} \alpha m p + \left(\frac{\mu}{\varrho} - \frac{\mu'}{\varrho} \varepsilon \right) (\alpha^2 - m^2) - \varepsilon^2 = 0 .$$

$$2 p \varepsilon + \frac{\mu'}{\varrho} p (\alpha^2 - m^2) + 2 \alpha m \left(\frac{\mu}{\varrho} - \frac{\mu'}{\varrho} \varepsilon \right) = 0 .$$

Dies sind zwei Gleichungen zur Bestimmung der drei Unbekannten: Transversalgeschwindigkeit $b = p/m$, (zeitlicher) Extinktionskoeffizient ε und (räumlicher) Absorptionskoeffizient α. Eine der drei Grössen bleibt also unbestimmt. Ueber sie muss durch eine weitere physikalische Aussage verfügt werden. Hardtwig (1943) hat, um zu einer Lösung zu kommen, die erste der beiden Gleichungen nach p aufgelöst:

$$p = \frac{\mu'}{\varrho} \alpha m \pm \sqrt{\frac{\mu'}{\varrho} \alpha^2 m^2 - \left(\frac{\mu}{\varrho} - \varepsilon \frac{\mu'}{\varrho} \right) (\alpha^2 - m^2) + \varepsilon^2} .$$

Es ergeben sich zwei verschiedene Werte für p. Da aber b dem Absolutbetrag nach einwertig sein muss, glaubt Hardtwig den Beweis erbracht zu haben, dass $\alpha = 0$ ist, dass also bei der Ausbreitung elastischer Wellen in einem visko-elastischen Medium nur Extinktion, aber keine Absorption, auftritt.

Gegen diese mathematische Behandlung des Problems sind schwerste Bedenken zu erheben. Die getroffene Entscheidung über die Grösse

a, die nur einer der beiden Gleichungen entspringt, ist nicht gerechtfertigt. Berechnet man nämlich aus der zweiten Bedingungsgleichung $2\,a\,m$ und setzt den erhaltenen Wert in die erste Gleichung ein, so ergibt sich für p ein unter einer Wurzel stehender Ausdruck, ohne dass a oder ε irgendwelche Beschränkungen auferlegt werden müssen, was in Widerspruch zum Ergebnis von HARDTWIG steht.

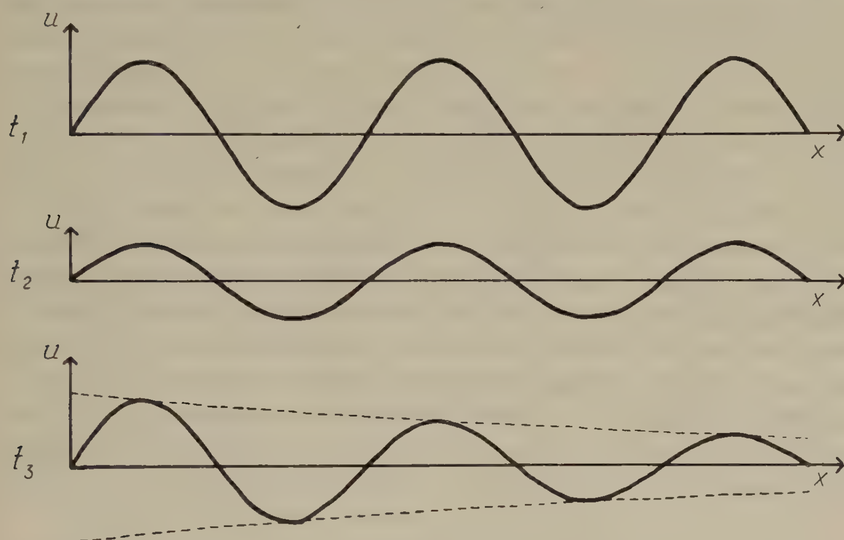


Fig. 6. – Darstellung von Momentbildern von Wellen, die durch die Gleichung

$$u = U\,e^{-\varepsilon t}\;e^{i\,(mx-pt)}$$

für die Zeiten t_1 (oben) und t_2 (mitte) und durch die Gleichung

$$u = U\,e^{-ax}\;e^{i\,(mx-pt)}$$

für die Zeit t_1 (unten) beschrieben werden.

Es ist daher auch nicht verwunderlich, dass die von Hardtwig angegebene Lösung physikalisch unsinnig ist. In fig. 6 ist der durch den Ausdruck

$$u = U e^{-\varepsilon t}\,.\,e^{i\,(mx-pt)}$$

beschriebene Wellenzug für zwei verschiedene Zeiten t_1 und t_2 dargestellt. Es sind zwei längs des Weges x sich ausbreitende, ungedämpfte Sinuswellen. Die Maximalamplitude nimmt mit wachsendem t exponentiell *ab*. Jedermann weiss aber, dass bei konstanten Anregungsbedingungen ein Wellenzug beobachtet wird, dessen Maximalamplitude mit wachsender

Entfernung x abnimmt (Angenheister [1906], Mintrop [1911]). Am gleichen Ort bleibt sie jedoch zeitlich konstant. Ein Momentbild eines solchen Wellenzuges ist in fig. 6 unten wiedergegeben.

Man sieht also, dass in dem allgemeinen Ansatz von Hardtwig nicht $\alpha = 0$ gesetzt werden darf, sondern $\varepsilon = 0$. Dies ergibt sich auch aus dem physikalischen Vorgang der Wellenausbreitung. Werden von der Anregungsursache stationäre Wellen der Frequenz n erzeugt, so werden von ihr pro Sekunde $2n$ « Energieberge » der Länge $\lambda/2$ ausgestrahlt, die voneinander durch Nullstellen getrennt sind. Sie wandern bei der hier betrachteten speziellen Welle mit der Geschwindigkeit der Phasen. Im nicht vollkommen elastischen Medium wird beim Durchgang der Wellen ein bestimmter Anteil der Energie verschluckt. Um den Absorptionsvorgang studieren zu können, muss man einen bestimmten « Energieberg » ins Auge fassen und dessen Schicksal verfolgen. Soviel kann sofort gesagt werden, dass er mit zunehmender Entfernung abnimmt, während an einem festen Ort die durchziehenden « Energieberge » alle gleich aussehen. Wir haben es bei fortschreitenden Wellen also nicht mit Extinktion, sondern mit Absorption zu tun.

Setzt man demnach in den beiden Bedingungsgleichungen $\varepsilon = 0$ und berechnet daraus $b = p/m$ und a, wobei p als eine von der Anregung her vorgègebene Grösse angesehen wird, so ergibt sich:

$$b = \sqrt{\frac{2\left[\left(\frac{\mu}{\varrho}\right)^2 + \left(\frac{\mu' p}{\varrho}\right)^2\right]}{\frac{\mu}{\varrho} + \sqrt{\left(\frac{\mu}{\varrho}\right)^2 - \left(\frac{\mu' p}{\varrho}\right)^2}}} \,.$$

$$a = \sqrt{\frac{p^2\left[-\frac{\mu}{\varrho} + \sqrt{\left(\frac{\mu}{\varrho}\right)^2 + \left(\frac{\mu' p}{\varrho}\right)^2}\right]}{2\left[\left(\frac{\mu}{\varrho}\right)^2 + \left(\frac{\mu' p}{\varrho}\right)^2\right]}} \,.$$

Da $\mu' p : \mu$ klein gegen 1 angenommen werden muss, so wird näherungsweise:

$$b \cong \sqrt{\frac{\mu}{\varrho}}\left[1 + \frac{3}{4}\left(\frac{\mu' p}{\mu}\right)^2\right] \quad . \quad a \cong \frac{\mu'}{2\varrho}\,\frac{m^2}{\sqrt{\frac{\mu}{\varrho}}}\left(1 + \frac{1}{4}\left(\frac{\mu' p}{\mu}\right)^2\right) .$$

Der Koeffizient a hat die Dimension cm^{-1}. Er bezieht sich also auf eine metrische Einheit. Wir haben oben jedoch gesehen, dass es zweckmässig ist, den Absorptionskoeffizienten auf die Wellenlänge zu beziehen. In der hier verwendeten Schreibweise ist sie gegeben durch: $\lambda = 2\pi / m$. Da wir von Dispersion bei diesen Ueberlegungen absehen wollen, brauchen wir nicht zwischen Phasen- und Gruppenwellenlänge zu unterscheiden. Nach der visko-elastischen Theorie lautet der Ausdruck für den Absorptionskoeffizienten:

$$k = \frac{2\pi a}{m} = \frac{\mu'}{\varrho} \pi \frac{m}{\sqrt{\frac{\mu}{\varrho}}} \left(1 + \frac{1}{4}\left(\frac{\mu' p}{\mu}\right)^2\right).$$

Für die Longitudinalwelle gilt der entsprechende Ausdruck. Es ist nur μ durch $\lambda + 2\mu$ und μ' durch $\lambda' + 2\mu'$ zu ersetzen.

Im visko-elastischen Medium wächst der Absorptionskoeffizient k linear mit der reziproken Wellenlänge und damit (bei gleichbleibender Geschwindigkeit) linear mit der Frequenz. Ausserdem ist im allgemeinen zu erwarten, dass er auch für verschiedene Wellenarten verschieden gross ist. Diese beiden Feststellungen stehen aber mit den Beobachtungen in Widerspruch.

Darauf wird aber hier nicht das erste Mal hingewiesen. Born schreibt zu diesem Punkt: « As early as 1890 Lord Kelvin performed some experiments on the torsional vibration of steel rods and showed that the results obtained were not in accord with a viscous-elastic theory. His results were later confirmed by other investigators, particularly by Kimball und Lovell (1927). By experiment, it has been found that the losses in a number of solid materials are not viscous losses but are of entirely different type which is commonly called solid friction ».

Birch und Bancroft weisen besonders auf eine andere Schwierigkeit hin, die der Theorie der visko-elastischen Medien begegnet. Sie schreiben: « The various theories of dispersion due to internal friction may be reduced, at least for the case of periodic motion, to different hypotheses relating to the variation of the function Q with the frequency. Thus, if the internal friction of solids followed a viscous law such as applied to slow fluid motion, with a constant ' viscosity ', we should find Q inversely proportional to the frequency, and at some frequency free vibration would become impossible on account of excessive damping. This has been pointed out by a number of writers; Suyehiro (1929), for excample, has shown that on the hypothesis of solid viscosity, using Honda's (1921)

value for the viscosity of steel, lateral vibrations of steel strips would be overdamped at frequencies as low as 500 cycles per second. In spite of this reductio ad absurdum, the notion of solid viscosity apparently continues to enjoy a certain vogue, presumably on account of its mathematical tractability ». Daran hat sich bis heute noch nichts geändert. In den meisten Arbeiten der Anhänger der Theorie der visko-elastischen Medien wird der Eindruck erweckt, als ob noch keine ausreichenden Beobachtungen angestellt worden wären (wie z. B. Hardtwig, 1954). Dort aber, wo man einen Vergleich mit den Ergebnissen der Experimente nicht scheut, greift man zu der Annahme, dass die Viskositätskoeffizienten eine lineare Abhängigkeit von der Frequenz besitzen. Man verschweigt aber, dass damit die Voraussetzungen der Theorie durchbrochen sind und die mathematische Behandlung des Problems nicht mehr gültig ist.

Es wäre müssig, hier Kritik zu üben, wenn nicht eine andere Theorie zur Hand wäre, die die über den weiten Frequenzbereich von mehr als fünf Zehnerpotenzen reichenden Beobachtungsergebnisse zwanglos erklären könnte. Diese Theorie wird im übernächsten Abschnitt dargelegt.

IV. *Theorie der geschwindigkeitsproportionalen Reibungskraft.* — Diese Theorie sei hier der Vollständigkeit halber kurz erwähnt. Sie geht von der Annahme aus, dass bei den elastischen Bewegungen der Elementarteilchen in einem Medium Reibungskräfte auftreten, die proportional der Geschwindigkeit der Teilchen sind. Die Differentialgleichung für eine Transversalwelle beispielsweise lautet hier:

$$\varrho \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} + 2 v \frac{\partial w}{\partial t} = \mu \nabla^2 w \ .$$

Mit dem üblichen Ansatz $w = W e^{i(pt - mx)}$ ergibt sich folgende Bestimmungsgleichung für die Ausbreitungsgeschwindigkeit und den Absorptionskoeffizienten:

$$\overline{m}^2 = \frac{\varrho}{\mu} p^2 - i \frac{2 v p}{\mu} \ .$$

Wie im vorstehenden Abschnitt schon näher begründet wurde, ist es den Verhältnissen in der Natur weniger angepasst, diese Gleichung nach der Kreisfrequenz p aufzulösen, wie es Hardtwig (1954) getan hat, sondern nach der Wellenzahl m. Die Frequenz wird vom Erreger der Wellen vorgeschrieben, während die Wellenzahl und Wellenlänge sich daraus

und aus der Ausbreitungsgeschwindigkeit ergeben. Wir setzen $\mu/\varrho = b^2$ (= Quadrat der Transversalgeschwindigkeit im reibungsfreien Medium)

$$\bar{m} = \sqrt{\frac{p^2}{2b^2}\left(\sqrt{1+\frac{4\nu^2}{\varrho^2 p^2}}+1\right)} - i\sqrt{\frac{p^2}{2b^2}\left(\sqrt{1+\frac{4\nu^2}{\varrho^2 p^2}}-1\right)}\,.$$

Da $4\nu^2/p^2\varrho^2$ klein gegen 1 anzunehmen ist, ergibt sich näherungsweise:

$$m \cong \frac{p}{b}\left(1+\frac{\nu^2}{2\varrho^2 p^2}\right) - i\,\frac{\nu}{\varrho b} = m - i a\,.$$

Damit erhält man die Ausbreitungsgeschwindigkeit v und den Absorptionskoeffizienten k (bezogen auf die Wellenlänge) zu:

$$v = \frac{p}{m} \cong b\left(1-\frac{\nu^2}{2\varrho^2 p^2}\right)\,.$$

$$k = a\lambda = a\,\frac{2\pi}{m} \cong \frac{2\nu\pi}{\varrho p}\left(1-\frac{\nu^2}{2\varrho^2 p^2}\right)\,.$$

Der Absorptionskoeffizient k müsste im oben definierten Medium mit zunehmender Frequenz abnehmen, was mit den Beobachtungen nicht im Einklang steht. Diese Theorie ist also auch zu verwerfen.

V. *Theorie der Coulombschen Reibung.* — Wie in dem Zitat aus der Veröffentlichung von Born im vorstehenden Abschnitt III schon angedeutet ist, ist diese Theorie keineswegs neu. Ihre Anfänge sind wohl in dieser Arbeit zu suchen. Birch und Bancroft waren noch der Meinung, dass sich die Absorption elastischer Wellen nicht auf eine Ursache allein zurückführen liesse, sondern durch mehrere, die sich dann allerdings so überlagern müssten, dass sie den Beobachtungen gerecht werden. Es ist natürlich wenig befriedigend, die einfache Gesetzmässigkeit der Absorptionskoeffizienten, nämlich ihre Konstanz gegenüber der Frequenz, durch eine Mehrzahl von Ursachen erklären zu müssen. Dies dürfte wohl Born veranlasst haben, nach weiteren Erklärungen zu suchen. Da schon sehr viele der physikalisch möglichen Effekte untersucht worden waren, blieb, abgesehen von der Coulombschen Reibung, kaum mehr eine andere Deutungsmöglichkeit übrig.

Es ist allgemein bekannt, dass beim Verschieben zweier aufeinanderliegender, fester Körper an der Gleitfläche Coulombsche Reibungs-

kräfte auftreten, die die Bewegung bremsen. Dies ist z.B. der Fall, wenn man einen Granitblock auseinandersägt, die beiden Teile längs der Schnittfläche aufeinanderlegt und gegeneinander verschiebt. Beim Zersägen sind längs der Schnittfläche nur die elastischen Bindungen zerstört worden. Es ist daher gar nicht so gewagt und unüberlegt, wie es Hardtwig (1954) in der Kritik des Vortrages des Verfassers darstellt, dieselben Kräfte, die bei Bewegungen der Oberflächen fester Körper

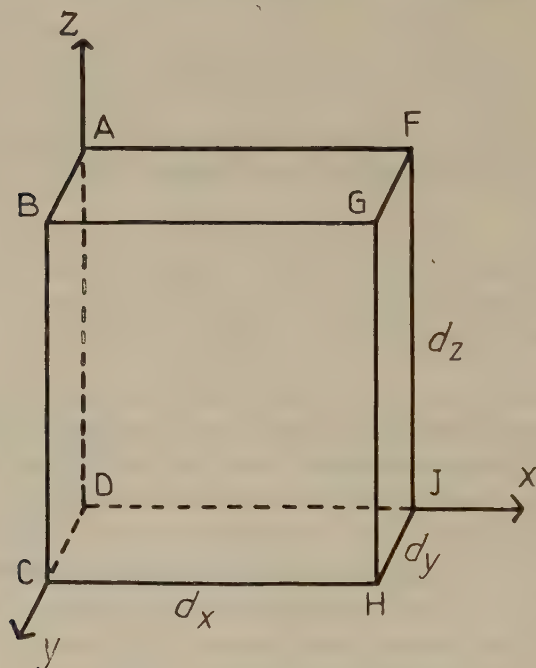


Fig. 7. – Prisma der Grösse dxdydz, das der mathematischen Ableitung der Theorie der Coulombschen Reibung zugrunde gelegt wurde.

gegeneinander auftreten, auch bei elastischen Bewegungen im Inneren der festen Körper aktiv werden zu lassen. Diese Annahme ist a priori mindestens ebenso vernünftig, wie die Annahme, dass in der festen Materie viskose Kräfte auftreten. Gassmann (1952) erwägt bei Untersuchungen der Werkstoffdämpfung ebenfalls, ob diese Dämpfung nicht auch durch Coulombsche Reibungskräfte verursacht sein könnte, ohne allerdings seine Gedanken näher zu präzisieren.

Das Gesetz für die Coulombsche Reibungskraft lautet: $R = r\,P$, wobei r der dimensionslose Reibungskoeffizient und P die Gesamtkraft

ist, mit der die beiden beteiligten Körper aufeinandergepresst werden. Durch diese Beziehung wird nur die Reibungskraft bei Bewegung beschrieben, nicht die Haftreibung.

Im Falle seismischer Wellen setzt sich P zusammen aus äusseren Kräften, wie z.B. Gebirgsdruck, und den elastischen Kräften. In der folgenden Ableitung schliessen wir uns eng an die Darstellung von Gutenberg (1932) an. Gegeben sei ein rechtwinkliges Koordinatensystem. Die Achsen seien mit x, y und z, die elastischen Verschiebungen mit u, v und w bezeichnet. Unsere Ueberlegungen stellen wir an einen Prisma mit den Seitenlängen dx, dy, dz an (fig. 7). Wir betrachten die zur x-Achse parallelen Kräfte. Auf die Fläche $ABCD$ wirken die von der Normalspannung N_1 herrührenden Kräfte $(-N_1 \mp |rN_1|)\, dydz$. Hardtwig (1954) bereitet offenbar das doppelte Vorzeichen vor dem zweiten Glied gewisse Schwierigkeiten. Er schreibt: « ... die Differentialgleichung muss also sozusagen selbst wissen, wann sie das obere, wann das untere Vorzeichen annimmt (!) ». Hätte Hardtwig sich im fundamentalen Werk von Wiechert (1903) oder in einem Lehrbuch über technische Schwingungslehre (z. B. Klotter 1951) die einschlägigen Kapitel angeschaut, so wüsste er, dass der Vorzeichenwechsel eine Wesenseigenschaft Coulombscher Reibung ist. Sie wählt automatisch immer dasjenige Vorzeichen, das ihr erlaubt, den Wellen und Schwingungen Energie zu entziehen. Wir werden später nochmals darauf zurückkommen. Für die Coulombsche Reibungskraft ist nur der Absolutbetrag der Summe aller wirksamen Spannungen und Kräfte, nicht aber die Richtung der Resultante, massgebend.

Auf die Fläche $FGHI$ wirkt entsprechend

$$\left(N_1 + \frac{\partial N_1}{\partial x}\, dx \pm r \left| N_1 + \frac{\partial N_1}{\partial x}\, dx \right| \right) dy\, dz \ .$$

Uebrig bleibt somit:

$$\left[\frac{\partial N_1}{\partial x} \pm r \left| \frac{\partial N_1}{\partial x} \right| \right] dx\, dy\, dz \ .$$

Für die hier verfolgten Ziele kann man bei der Ableitung konstante äussere Kräfte ausser Acht lassen. Ebenso können auch die Reibungskräfte, die von zeitlich und örtlich als konstant anzusehenden Kräften herrühren, unberücksichtigt bleiben.

An den beiden parallelen Flächen $ADIF$ und $BCHG$ greifen die Tangentialkräfte

$(-T_3 \mp r\ |T_3|)\, dx\, dz$ bzw. $\left(T_3 + \frac{\partial T_3}{\partial y}\, dy \pm r \left| T_3 + \frac{\partial T_3}{\partial y}\, dy \right| \right) dx\, dz$ an.

Wirksam bleibt:

$$\left[\frac{\partial T_3}{\partial y} \pm r \left|\frac{\partial T_3}{\partial y}\right|\right] dx\,dy\,dz \quad .$$

Analog ergibt sich für das dritte Seitenpaar:

$$\left[\frac{\partial T_2}{\partial z} \pm r \left|\frac{\partial T_2}{\partial z}\right|\right] dx\,dy\,dz \quad .$$

Wir sehen, dass die Ausdrücke gegenüber denen für den ideal elastischen Körper nur um ein additives Glied erweitert sind.

Wir können uns deshalb weiterhin kurz fassen und sofort die Gleichungen für das elastische Gleichgewicht und für die elastischen Wellen anschreiben:

$$\varrho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = (\lambda + \mu) \frac{\partial \theta}{\partial x} + \mu \nabla^2 u \pm r \left| (\lambda + \mu) \frac{\partial \theta}{\partial x} + \mu \nabla^2 u \right| .$$

$$\varrho \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} = (\lambda + \mu) \frac{\partial \theta}{\partial y} + \mu \nabla^2 v \pm r \left| (\lambda + \mu) \frac{\partial \theta}{\partial y} + \mu \nabla^2 v \right| .$$

$$\varrho \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} = (\lambda + \mu) \frac{\partial \theta}{\partial z} + \mu \nabla^2 w \pm r \left| (\lambda + \mu) \frac{\partial \theta}{\partial z} + \mu \nabla^2 w \right| .$$

Die Differentialgleichung für die Longitudinalwelle lautet:

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2} = \frac{\lambda + 2\mu}{\varrho} \left[\nabla^2 \theta \pm r \left| \nabla^2 \theta \right| \right] .$$

Für die Transversalwelle erhalten wir:

$$\frac{\partial^2 \omega_x}{\partial t^2} = \frac{\mu}{\varrho} \left[\nabla^2 \omega_x \pm r \left| \nabla^2 \omega_x \right| \right] \quad . \quad \frac{\partial^2 \omega_y}{\partial t^2} = \frac{\mu}{\varrho} \left[\nabla^2 \omega_y \pm r \left| \nabla^2 \omega_y \right| \right] .$$

$$\frac{\partial^2 \omega_z}{\partial t^2} = \frac{\mu}{\varrho} \left[\nabla^2 \omega_z \pm r \left| \nabla^2 \omega_z \right| \right] .$$

$\Big(\lambda, \mu =$ Lamésche Konstanten, $\varrho =$ Dichte, $\theta = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z}$,

$$\omega_x = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z}\right) ; \; \omega_y = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x}\right) ; \; \omega_z = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}\right)\Bigg) .$$

Aus den obigen Gleichungen kann man sofort erkennen, dass die Reibungsspannungen den elastischen Spannungen mal gleichgerichtet,

mal entgegengerichtet sind. Mit dem Ansatz $a = A \cos(mx - pt)$ (Ansatz einer ebene Welle in Richtung der x-Achse) erhält man für die Ausbreitungsgeschwindigkeiten die Beziehungen:

longitudinal $v_l = \sqrt{(\lambda + 2\mu)(1 \pm r)/\varrho}$; transversal $v_t = \sqrt{\mu(1 \pm r)/\varrho}$.

Die Geschwindigkeiten sind teils grösser als die für den ideal elastischen Fall, teils sind sie entsprechend kleiner. Im Mittel beobachtet man also bei Coulombscher Reibung in etwa die gleichen Werte wie im rein elastischen Fall. Eine Frequenzabhängigkeit ist nicht vorhanden, was im Einklang mit den Beobachtungen steht.

Wann gilt nun das positive, wann das negative Vorzeichen von r und wie ist die Absorption beschaffen? Dies können wir bei dieser Theorie nicht unmittelbar der Differentialgleichung entnehmen. Wir müssen dazu die Energieverhältnisse betrachten. Der bequemeren Schreibweise halber wählen wir hierfür die ebene Transversalwelle.

$$w = W_\nu \cos(mx - pt) = W_\nu \cos p(x/v_t - t).$$

Das Wesen der Coulombschen Reibung bringt es mit sich, dass hier kein geschlossener Ansatz gemacht werden darf. Der sprunghafte Vorzeichenwechsel deutet dies schon an. Der Ansatz der ungedämpften sinusförmigen Welle hat nur innerhalb gewisser Intervalle Gültigkeit. Am Anfang, bzw. Ende, derselben ändert die Maximalamplitude sprunghaft ihren Wert. Dies soll durch die Bezeichnung W_ν angedeutet werden. ν stellt die Nummer des Intervalles dar. Die Zweckmässigkeit des Ansatzes wird sich noch erweisen. Aehnliche Verhältnisse liegen bei der Behandlung mechanischer Schwingungssysteme mit Coulombschen Reibungsgliedern vor (s. Wiechert 1903).

Zur Klärung der Absorptionsverhältnisse berechnen wir die Arbeit, welche die Coulombschen Reibungskräfte leisten. Wir gehen wieder vom Prisma der fig. 7 aus. An der auf der x-Achse senkrecht stehenden Fläche mit der Koordinate x tritt in das Prisma der Energiebetrag

$$dE_x = -\mu(\pm r)\left|\frac{\partial w}{\partial x}\right| dw\, dy\, dz$$

ein. An der parallelen Fläche mit der Koordinate $(x + dx)$ tritt der Betrag

$$dE_{(x+dx)} = \mu(\pm r)\left|\frac{\partial w}{\partial x}\right| dw\, dy\, dz + \mu(\pm r)\frac{\partial}{\partial x}\left(\left|\frac{\partial w}{\partial x}\right| dw\right) dx\, dy\, dz$$

aus. Innerhalb des Prismas wird der elastischen Welle von den Reibungskräften der Energiebetrag

$$d E_P = \mu (\pm r) \frac{\partial}{\partial x} \left(\left| \frac{\partial w}{\partial x} \right| dw \right) d\tau$$

entzogen. ($d\tau = dx\, dy\, dz$ — Volumen des Prismas). Die anderen Seiten des Prismas brauchen wir nicht zu betrachten, da in unserem speziellen Falle durch sie keine Energie hindurchfliesst. Der Forderung, dass für die Coulombschen Reibungskräfte nur der Absolutbetrag der Spannungen, nicht aber ihr Vorzeichen von Bedeutung ist, wird durch das Setzen der Absolutstriche Genüge getan.

Pro Volumeneinheit wird die Energie

$$d E_A = \mu (\pm r) \frac{\partial}{\partial x} \left(\left| \frac{\partial w}{\partial x} \right| dw \right)$$

verschluckt. Diesen Ausdruck wollen wir nun noch umformen und vereinfachen, wobei den Vorzeichen besondere Beachtung zu schenken ist. Da bei der Differentiation Vorzeichen als konstante Faktoren vorgezogen werden können, kann man im vorstehenden Ausdruck die Absolutzeichen weglassen, wenn man ihn gleichzeitig mit dem Vorzeichen von $\frac{\partial w}{\partial x}$ multipliziert. Dies soll durch das Symbol $< \operatorname{sgn} \frac{\partial w}{\partial x} >$ $\Big($sprich signum $\frac{\partial w}{\partial x}\Big)$ zum Ausdruck gebracht werden. Damit wird:

$$d E_A = \mu (\pm r) < \operatorname{sgn} \frac{\partial w}{\partial x} > \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial w}{\partial x}\, dw \right) .$$

Die Ausführung der Differentiation liefert:

$$d E_A = \mu (\pm r) < \operatorname{sgn} \frac{\partial w}{\partial x} > \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \frac{\partial w}{\partial x} \right) dx \; ;$$

$$d E_A = \mu (\pm r) < \operatorname{sgn} \frac{\partial w}{\partial x} > 2 \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \frac{\partial w}{\partial x}\, dx \; ;$$

$$d E_A = \mu (\pm r) < \operatorname{sgn} \frac{\partial w}{\partial x} > d \left(\frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 .$$

Diese Gleichung lässt sich unmittelbar integrieren.

$$E_A = \mu (\pm r) < \operatorname{sgn} \frac{\partial w}{\partial x} > \left(\frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 .$$

Der Ausdruck von E_A bestimmt nicht nur, welcher Anteil der Energie einer elastischen Welle bei der Ausbreitung in der Volumeneinheit des Mediums in Form von Wärme zurückbleibt, sondern legt auch gleichzeitig fest, welches Vorzeichen in welchem Intervall jeweils zu nehmen ist. Da der elastischen Welle von den Coulombschen Kräften stets Energie entzogen wird, muss E_A immer positiv sein. Dies erreicht man in einfacher und eindeutiger Weise dadurch, dass man dem Koeffizienten r stets das gleiche Vorzeichen beigibt, das $\frac{\partial w}{\partial x}$ für den betreffenden Ort und die betreffende Zeit besitzt. Damit lässt sich der Betrag der absorbierten Energie noch kürzer schreiben:

$$E_A = \left| r \mu \left(\frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 \right| .$$

Für den obigen Ansatz einer ebenen Transversalwelle ergibt sich E_A zu:

$$E_A = \left| r \mu \frac{p^2}{v_t^2} W_\nu^2 \sin^2 p \left(\frac{x}{v_t} - t \right) \right| = \left| \frac{r}{1 \pm r} \varrho p^2 W_\nu^2 \sin^2 p \left(\frac{x}{v_t} - t \right) \right| .$$

In dem Ausdruck für die der Welle verlorengehenden Energie sind alle vorkommenden Grössen bis auf die Amplitudenwerte W_ν bekannt. Wie gross sind nun diese in Bezug auf einen Ausgangswert W_o, wie gross ist das Intervall, für welches ein bestimmtes W_ν gilt und wo liegt dessen Anfang und Ende in einem stationären Wellenzug? Die Intervallängen und ihre Lage innerhalb eines Wellenzuges können wir jetzt unmittelbar angeben. Der Reibungskoeffizient r muss, wie sich oben ergeben hat, stets das gleiche Vorzeichen wie $\frac{\partial w}{\partial x}$ haben. Für einen durch eine Cosinusfunktion der obigen Form beschreibbaren Wellenzug (s. Ansatz) ist $\frac{\partial w}{\partial x}$ bei konstant gehaltenem t ($t = 0$) innerhalb der ersten Hälfte der Wellenlänge negativ. In der zweiten Hälfte ist $\frac{\partial w}{\partial x}$ positiv. Der Vorzeichenwechsel findet somit jeweils beim Erreichen der Maximalamplituden auf beiden Seiten, auf der positiven wie der negativen der Amplitudenzählung, statt. Der Umkehrpunkt der Welle auf der negativen Amplitudenseite liegt nicht in der Mitte zwischen den beiden entsprechenden Umkehrpunkten auf der positiven Seite. Er liegt etwas vor der Mitte. Entsprechend liegt ein Umkehrpunkt der positiven Seite hinter

der Mitte zwischen den betreffienden Umkehrpunkten der negativen Seite. Der Cosinusbogen, der dem negativen Vorzeichen von r zugeordnet ist, hat die Länge $\lambda_t^-/2 = \pi \sqrt{\frac{\mu}{\varrho}(1-r)}/p$. Der Bogen, der durch das positive Zeichen bestimmt wird, ist $\lambda_t^-/2 = \pi \sqrt{\frac{\mu}{\varrho}(1+r)}/p$ lang. Der erste unterscheidet sich also von der halben Wellenlänge $\lambda_t/2$ im absorptionsfreien Medium um den Faktor $\sqrt{1-r}$, der zweite um den Faktor $\sqrt{1+r}$. Die Summe der beiden ist:

$$(\lambda_t^- + \lambda_t^+)/2 = \lambda_t (\sqrt{1-r} + \sqrt{1+r})/2 \cong \lambda_t (1 - r^2/8) \ .$$

Da r, wie sich noch zeigen wird, stets kleiner als 1 ist und das nächste Glied der Reihenentwicklung bereits $5r^4/128$ ist, ist die Näherung praktisch völlig ausreichend. Wir sehen, dass die Wellenlänge und damit auch die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Wellen durch die Coulombschen Reibungskräfte nur sehr unwesentlich beeinflusst wird. Die Verringerung der beiden Werte durch die Reibung erreicht nur in den ungünstigsten Fällen (bei lockeren Sanden) Beträge von mehr als ein Prozent. Sie ist im allgemeinen kleiner als die Messgenauigkeit. Abgesehen davon könnte sie aus Beobachtungen an Wellen nicht festgestellt werden, da sie unabhängig von der Frequenz ist. Nur innerhalb einer Wellenlänge entsprechen die Abstände zweier Phasenwerte nicht mehr der Ausbreitunsgeschwindigkeit, die man über grössere Entfernungen hinweg beobachtet. Zeichnet man aus Beobachtungen von Maschinenschwingungen das Laufzeitdiagramm, so wird man finden, dass die Messwerte systematisch mit der Periode einer Wellenlänge um eine Gerade streuen, die der Ausbreitungsgeschwindigkeit in diesem Medium entspricht. Damit dürfte ein weiteres Missverständnis von Hardtwig (1954) aufgeklärt sein, der einen stärkeren Einfluss der Reibungskräfte auf die Geschwindigkeit vermutete.

Für die Berechnung der Werte W_ν müssen wir uns Klarheit darüber verschaffen, wie sich die abklingende Welle aus den einzelnen Schwingungsbogen von der Grösse einer halben Wellenlänge und der Maximalamplituden W_ν zu einem stetigen Kurvenzug zusammensetzt. Es wurde schon auf die Aehnlichkeit des hier betrachteten Problems mit dem Ausschwingen einer freien Eigenschwingung eines mechanischen Schwingungssystems, das Coulombsche Reibungsglieder enthält, hingewiesen. Wiechert (1903) hat die Theorie solcher Systeme entwickelt. Auch in diesem Falle setzt sich der Schwingungszug aus Cosinusbogen einer halben

Periode zusammen. Die Nullage der Schwingungsbogen fällt nicht mit der Ruhelage des Systems zusammen. Sie liegt entweder um den Betrag σ (bei Wiechert ist diese Grösse mit r bezeichnet) darüber oder darunter. Fig. 8a, die dem Werk von Wiechert (1903) entnommen ist, soll die Verhältnisse veranschaulichen. Die punktierte Kurve stellt den ungedämpften, die ausgezogene den durch Coulombsche Reibungskräfte gedämpften Schwingungszug dar. Im Gegensatz zu unserem obigen Ansatz sind diese Kräfte stets konstant, also unabhängig von der jeweiligen Auslenkung des Systems. Der Anfangsausschlag sei a_o. Für die gedämpfte Schwingung liegt die Nullinie des ersten Cosinusbogens um den Betrag σ über der Ruhelage des Seismographen. Die Maximalamplitude des ersten Schwingungsbogens W_1 ist um σ kleiner als a_o. Der Endausschlag a_1, der nach einer halben Periode erreicht wird und der gleichzeitig Anfangsausschlag des zweiten Bogens ist, ist um 2σ kleiner als a_o. Die Nullinie des zweiten Bogens liegt um σ unterhalb der Ruhelage. Die Maximalamplitude W_2 ist um 3σ kleiner als a_o. Der Endausschlag a_2 nach einer vollen Periode ist um 4σ kleiner als a_o. Hier springt die Nullinie wiederum um 2σ, diesmals wieder zurück auf die positive Seite der Ruhelage. Für die nächste und alle weiteren Perioden gilt dasselbe. Die maximale Auslenkung nimmt jeweils um 4σ ab. Es sei noch darauf hingewiesen, dass die Eigenfrequenz des Systems durch die Reibungskräfte nicht beeinflusst wird.

Bei der durch Coulombsche Reibungskräfte verursachten Absorption einer elastischen Welle liegen die Verhältnisse nur unwesentlich anders. Dies ist lediglich dadurch bedingt, dass die Reibungskräfte nicht konstant sind, sondern linear von $\frac{\partial w}{\partial x}$ und damit von der Auslenkung der Welle abhängen. In fig. 8b ist die Entstehung des ausklingenden Wellenzuges dargestellt. Als Abszisse ist hier die Entfernung x aufgetragen im Gegensatz zu fig 8a, wo in dieser Richtung die Zeit t abgetragen ist. Die Ausgangsauslenkung sei wieder mit a_o bezeichnet. Am Ende der Strecke $\lambda_t^-/2$ wird die erste maximale Auslenkung nach der negativen Amplitudenseite erreicht. Sie ist dem absoluten Betrag nach kleiner als a_o und sei $-a_1$ benannt. Die Welle besitzt zwar an den Stellen maximaler Auslenkung keine Energie. Dieser Grösse kann aber formal ein Energiebetrag zugeordnet werden, nämlich derjenige, den die Welle im gleichen Moment eine Viertelwellenlänge vor, bzw. hinter, der betreffenden Stelle haben würde, wenn keine Absorption stattfände, die Welle also konstante Amplitude besässe. Dieser Energiebetrag berechnet sich zu $E_{a_\nu} = \varrho p^2 a_\nu^2$. Die Differenz der Energie am Anfang und Ende einer halben Wellenlänge

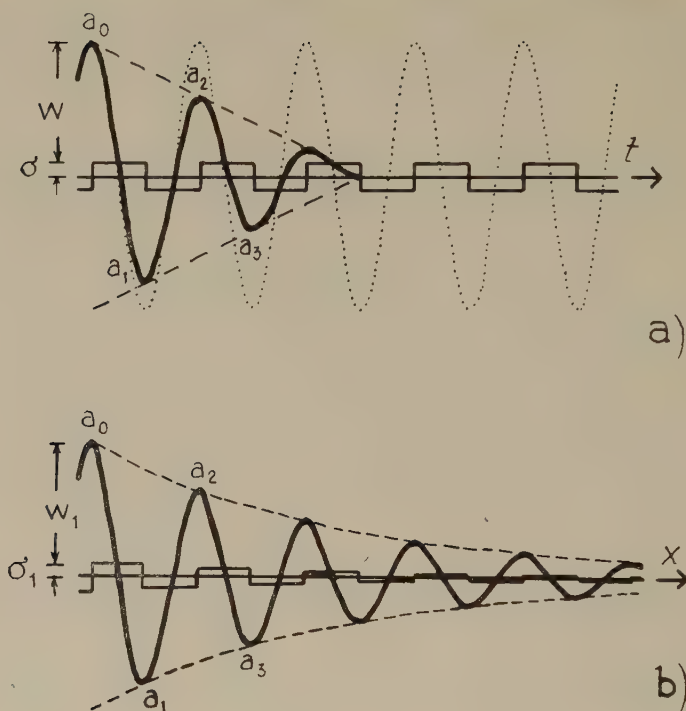


Fig. 8a. – Gedämpfte Eigenschwingung eines mechanischen Schwingungssystems mit Coulombschen Reibungsgliedern. (Abszisse: Zeit t).

Punktiert: Ungedämpfte Schwingung.

Ausgezogen: Gedämpfte Schwingung des Systems.

Gestrichelt: Verbindungslinie der Umkehrpunkte der Schwingung. a_0 = Anfangsauslenkung aus der Ruhelage, W_1 = Maximalamplitude des ersten Cosinusbögens, σ = Reibungskoeffizient = Betrag des Abstandes der Nullinien der Cosinusbögen von der Ruhelage.

Fig. 8b. – Momentbild eines Wellenzuges in einem Medium mit Coulombscher Reibung. (Abszisse: Entfernung x).

Ausgezogen: Wellenzug.

Gestrichelt: Verbindungslinie der Umkehrpunkte (Exponentialkurve).

a_ν = Auslenkung der Teilchen aus der Ruhelage.

$W\nu$ = Maximalamplitude der Cosinusbögen.

σ_ν = Abstand der Nullinie der Cosinusbögen von der Ruhelage. Sie nehmen wie auch die Maximalamplituden der Cosinunsbögen proportional den Maximalauslenkungen ab.

Dem Beispiel wurde der Reibungskoeffizient r = 0,2 zu Grunde gelegt.

muss in unserem Falle gleich der von den Coulombschen Reibungskräften verbrauchten Energie sein. Letztere wurde oben schon berechnet. Sie ist:

$$E_{W_1} = \left| \left| \frac{r}{1-r}\, \varrho p^2 W_1^2 \sin^2 p\,(x/v_t^- - t) \right|_o^{\lambda_t^-/4} \right|$$

$$+ \left| \left| \frac{r}{1-r}\, \varrho p^2 W_1^2 \sin^2 p\,(x/v_t^- - t) \right|_{\lambda_t^-/4}^{\lambda_t^-/2} \right|$$

$$= \left| \frac{2r}{1-r}\, \varrho p^2 W_1^2 \right| .$$

Weiterhin ist zu beachten, dass $|a_o| + |a_1| = 2W_1$, der doppelten Maximalamplitude des ersten Cosinusbogens, sein muss. Aus den beiden Bedingungen können wir a_1 und W_1 berechnen.

$$E_{a_0} - E_{a_1} = \varrho p^2 (a_o^2 - a_1^2) = \frac{2r}{1-r}\, \varrho p^2 W_1^2 .$$

$$|a_o| + |a_1| = 2W_1 .$$

Die Auflösung der Gleichungen ergibt:

$$|a_1| = \frac{1 - \frac{r}{2(1-r)}}{1 + \frac{r}{2(1-r)}}\, |a_o| = \frac{1 - 3r/2}{1 - r/2}\, |a_o| .$$

$$W_1 = \frac{1}{1 + \frac{r}{2(1-r)}}\, a_o = \frac{1-r}{1-r/2}\, a_o .$$

a_1 hat stets das entgegengesetzte Vorzeichen von a_o. W_1 hat das gleiche Vorzeichen wie a_o. Die Nullinie des Cosinusbogens liegt um

$$\sigma_1 = a_o - W_1 = \frac{\frac{r}{2(1-r)}}{1 + \frac{r}{2(1-r)}}\, a_o = \frac{r/2}{1-r/2}\, a_o$$

von der Nullauslenkung der Teilchen entfernt und zwar in Richtung von a_o.

Der zweite Teil der vollen Wellenlänge, der $\lambda_t^+/2$ gross ist, beginnt mit der maximalen Auslenkung $-a_1$. Auf ihm wird die Energie.

$$E_{W_2} = \left| \frac{2r}{1+r} \varrho p^2 W_2^2 \right.$$

absorbiert. Es gilt auch hier $|a_1| + |a_2| = 2W_2$. Aus den beiden Gleichungen

$$E_{a_1} - E_{a_2} = \varrho p^2 (a_1^2 - a_2^2) = \frac{2r}{1+r} \varrho p^2 W_2^2 \; .$$

$$|a_1| + |a_2| = 2W_2 \; .$$

erhalten wir folgende Ausdrücke für a_2, W_2 und σ_2:

$$|a_2| = \frac{1 - \dfrac{r}{2(1+r)}}{1 + \dfrac{r}{2(1+r)}} |a_1| = \frac{1 + r/2}{1 + 3r/2} |a_1| =$$

$$= \frac{(1 + r/2)(1 - 3r/2)}{(1 + 3r/2)(1 - r/2)} |a_o| = \frac{1 - r - 3r^2/4}{1 + r - 3r^2/4} |a_o| \; .$$

$$W_2 = \frac{1}{1 + \dfrac{r}{2(1+r)}} a_1 = \frac{1+r}{1 + 3r/2} a_1 =$$

$$= \frac{(1+r)(1 - 3r/2)}{(1 + 3r/2)(1 - r/2)} a_o = \frac{1 - r/2 - 3r^2/2}{1 + r - 3r^2/4} a_o \; .$$

$$\sigma_2 = a_1 - W_2 = \frac{\dfrac{r}{2(1+r)}}{1 + \dfrac{r}{2(1+r)}} a_1 = \frac{r/2}{1 + 3r/2} a_1 =$$

$$= \frac{(1 - 3r/2)\, r/2}{(1 + 3r/2)(1 - r/2)} a_o = \frac{r/2 - 3r^2/4}{1 + r - 3r^2/4} a_o \; .$$

Damit sind die Verhältnisse innerhalb der ersten Wellenlänge klargestellt. Alle vorkommenden Grössen sind auf den Anfangsausschlag

a_o und auf die Materialkonstante r zurückgeführt. Es bedarf wohl keiner näheren Begründung, dass für die zweite Wellenlänge und für alle weiteren dieselben Beziehungen Gültigkeit haben, nur die Indizes sind um entsprechende ganzzahlige Vielfache von 2 zu vermehren.

Wir sehen, dass zwei maximale Auslenkungen, die um eine Wellenlänge auseinander liegen, stets in einem konstanten Verhältnis zueinander stehen, das nur vom Reibungskoeffizienten r bestimmt wird. Daraus folgt, dass alle maximalen Auslenkungen in positiver Richtung auf einer Exponentialfunktion liegen müssen, deren Argument negativ ist, da die Auslenkungen mit zunehmender Entfernung x kleiner werden. Auch die maximalen Auslenkungen in negativer Richtung liegen auf einer e-Funktion mit dem gleichen negativen Argument. Der Faktor vor der Funktion hat das negative Vorzeichen. Er unterscheidet sich in seinem absoluten Betrag praktisch nicht von a_o. Differenzen machen sich erst bei Gliedern höherer Ordnung in r bemerkbar. Das kleinere Verhältnis a_1/a_o gegenüber $\sqrt{a_2/a_o}$ entspricht weitgehend der kleineren Strecke $\lambda_t^-/2$ gegenüber der Strecke $(\lambda_t^+/2 + \lambda_t^-/2)/2$.

Den Exponenten der e-Funktion setzen wir in der von den Beobachtungsergebnissen verlangten Form an: $(-kx/\lambda_t(1-r^2/8)$. Zur Berechnung des Koeffizienten k betrachten wir zwei Werte der Funktion, deren Koordinaten x sich um den Betrag $\lambda_t(1 - r^2/8)$ unterscheiden. Das Verhältnis der beiden Zahlen ist:

$$e^{+k} = a_\nu / a_{\nu+2} = \frac{1 - r - 3r^2/4}{1 + r - 3r^2/4} \quad ; \quad k = \ln \frac{1 - r - 3r^2/4}{1 + r - 3r^2/4} \; .$$

Der Absorptionskoeffizient k wird einzig und allein vom Reibungskoeffizienten r bestimmt. Er ist in der oben definierten Gestalt von der Frequenz unabhängig. Die Hauptforderung der Experimente an die Theorie der Absorption elastischer Wellen, nämlich Unabhängigkeit sowohl der Ausbreitungsgeschwindigkeit wie des Absorptionskoeffizienten von der Frequenz, wird nur von der Theorie der Coulombschen Reibungskräfte erfüllt. Auch das Abklingen der maximalen Auslenkungen nach einer e-Funktion kann sie erklären, obwohl das angesichts des zweifachen Vorzeichenwechsels der Reibungskräfte innerhalb einer Wellenlänge von vorneherein gar nicht zu vermuten ist.

Nachdem auch die Maximalamplituden der einzelnen Schwingungsbögen und die Abstände der Nullinie der einzelnen Bögen von der Nullauslenkung der Teilchen den Maximalauslenkungen am Anfang einer Wellenlänge proportional sind, ist ersichtlich, dass auch die Maximalam-

plituden und die Sprünge der Nullinie nach demselben Exponentialgesetz mit der Entfernung abnehmen, die Faktoren vor der e-Funktion sind nur entsprechend kleiner.

Die vorstehende Ableitung wurde aus Gründen der Uebersichtlichkeit an der ebenen Transversalwelle entwickelt. Da hierbei auf keine speziellen Eigenschaften dieser Welle, zu denen es bei anderen kein Analogon gibt, zurückgegriffen wurde, darf wohl ohne nähere Begründung, die im wesentlichen auf eine Wiederholung der obigen Rechnung hinauslaufen muss, geschlossen werden, dass die Ergebnisse in sinngemässer Uebertragung auch für Zylinder- und Kugelwellen gültig sind. Beim Ansatz der Reibungskraft wurde keine Einschränkung bezüglich der Art der elastischen Beanspruchung gemacht, der Reibungskoeffizient r wurde als eine Konstante des Materials eingeführt. In den Ergebnissen der Rechnung kommen der Scherungsmodul und die Dichte des Mediums, sowie die Frequenz der Welle nicht mehr vor, wenn man von den Ausdrücken für die Ausbreitungsgeschwindigkeit und die Wellenlänge absieht, wo sie nicht wegfallen können. Daher dürfen wir folgern, dass auch die Longitudinalwelle den entsprechenden Gesetzmässigkeiten unterworfen ist. Der oben definierte Absorptionskoeffizient k muss bei der Longitudinalwelle ebenso gross sein, wie bei der transversalen. Da sich weiterhin die Oberflächenwellen der Seismik entweder aus einer SH–oder aus einer P– und SV-Welle zusammensetzen, gelten die Absorptionsgesetze auch für diese, nur ist hier die Dispersion (s. Abschnitt I) zu berücksichtigen und es ist zu beachten, dass der Absorptionskoeffizient auf die Gruppengeschwindigkeit zu beziehen ist. Torsions- und Biegewellen in Platten und Stäben, bzw. die entsprechenden Schwingungen, werden ebenfalls durch Schub- und Normalspannungen bestimmt. Werden diese Wellen, bzw. Schwingungen, durch Coulombsche Reibungskräfte absorbiert bzw. gedämpft, so müssen sich auch hier die gleichen Absorptionskoeffizienten bzw. Dämpfungskoeffizienten wie bei allen anderen Wellen- und Schwingungsarten ergeben. Auch hier wird die Theorie der Coulombschen Reibungskräfte den Beobachtungen gerecht.

In fig. 8b ist die Zeit t konstant gehalten. Dies wurde auch bei der obigen Ableitung vorausgesetzt. Für einen anderen Wert von t liegen die Umkehrpunkte des Wellenzuges an anderen Stellen. Die maximalen Auslenkungen, die Maximalamplituden und die σ–Werte sind aber wiederum so bemessen, dass sie auf der gleichen, ihnen zugeordneten e-Funktion liegen.

Es wurde schon gesagt, dass der Reibungskoeffizient r stets kleiner als 1 ist. Nur in lockeren Böden erreicht er Werte, die grösser als 0,1

sind. Die im allgemeinen nicht sehr genauen Beobachtungen der Absorption streuen dann noch besonders stark. Für die Praxis erscheint es daher zweckmässig und vorteilhaft, die obigen Resultate durch Entwicklung in Reihen und Vernachlässigung aller Glieder von zweitem und höherem Grade zu vereinfachen und übersichtlicher zu gestalten. Wir erhalten somit:

$$|a_1| \cong (1 - r)\, |a_o|$$

$$W_1 \cong (1 - r/2)\, a_o$$

$$\sigma_1 \cong \frac{r}{2}\, a_o$$

$$|a_2| \cong (1 - r)\, |a_1| \cong (1 - 2r)\, |a_o|$$

$$W_2 \cong (1 - r/2)\, a_1 \cong (1 - 3r/2)\, a_o$$

$$\sigma_2 = \frac{r}{2}\, a_1 \cong \frac{r}{2}\, a_o$$

$$k \cong \ln (1 - 2r) \cong 2r\ .$$

In erster Näherung, die jedoch für die Praxis völlig ausreichend ist, ist der Absorptionskoeffizient k doppelt so gross wie der Reibungskoeffizient r. Wir brauchen also die in den Tabellen und im Text aufgeführten Werte für die Dämpfungs-und Absorptionskoeffizienten nur zu halbieren, um die Reibungskoeffizienten der betreffenden Medien zu erhalten.

Es drängt sich nun ein Vergleich der so erhaltenen Werte mit denen auf, die man bei Gleitbewegungen fester Körper aufeinander misst. Daher sind in Tabelle 5 die für das Innere fester Körper geltenden Reibungskoeffizienten denen gegenübergestellt, die man an ihren Oberflächen gemessen hat. Letztere sind dem Tabellenwerk von Landolt-Börnstein (1923) entnommen. Erstere entstammen hauptsächlich den in Abschnitt I dieser Arbeit zusammengetragenen Beobachtungsergebnissen.

Wie zu erwarten war, sind die Reibungskoeffizienten im Innern fester Körper kleiner, und zwar um etwa eine Zehnerpotenz, als die Koeffizienten an der Oberfläche. Bei den Oberflächenwerten spielt die Rauhigkeit der Flächen eine grosse Rolle. Die Reibungskoeffizienten in Lockerböden, vor allem in lockeren Sanden, stimmen mit denen überein, die man an Oberflächen feststellt.

Born (1941) hat, wie oben ausgeführt (fig. 2), gefunden, dass der Dämpfungskoeffizient bei trockenen Proben unabhängig von der Fre-

Tabelle 5.

a) *Reibungskoeffizienten r für das Innere fester Körper.*

Material	Reibungs-koeffizient	Beobachter
Granit	0,011	BIRCH AND BANCROFT (1938)
Granit	0,015	REGULA (1940)
Weisser Marmor	0,015	REGULA (1940)
Grauer Marmor	0,012	REGULA (1940)
Schiefer	0,010	REGULA (1940)
Tiefengesteine (Mittelwert)	0,012	ANGENHEISTER (1906)
Sylvan Shale	0,022	BORN (1941)
Hunton Limestone	0,025	BORN (1941)
Amherst Sandstone	0,030	BORN (1941)
Cockfield-Yequa Formation	0,024	BORN (1941)
Gips	0,044	THYSSEN und RÜLKE (1939)
Lehm, Kies	0,050	MINTROP (1911)
Sand, Lehm	0,21	ANGENHEISTER UND SCHNEIDER (1928)
Liaston	0,18	Degebo
Sand, Lösslehm	0,31	Degebo
Feinsand, Ton	0,11	Degebo
Aluminium	0,014	THYSSEN und RÜLKE (1939)
Glas	0,010	FÖRTSCH (1938)
Eschenholz	0,022	FÖRTSCH (1938)

b) *Reibungskoeffizienten r für Bewegung zweier Oberflächen aufeinander.*

Materialen	Beschaffenheit der Oberfläche	Reibungs-koeffizient
Gusseisen-Gusseisen	wenig fettig	0,15
Schmiedeeisen-Gusseisen	trocken	0,18
Schmiedeeisen-Schmiedeeisen	trocken	0,44
Bronze-Gusseisen	trocken	0,22
Bronze-Bronze	trocken	0,20
Gusseisen-Eiche	trocken	0,49
Messing-Eiche	trocken	0,62
Eiche-Eiche	trocken	0,48
Schmiedeeisen-Muschelkalk	trocken	0,24
Eiche-Muschelkalk	trocken	0,38
Muschelkalk-Muschelkalk	trocken	0,69
Muschelkalk-Rogenstein	trocken	0,75

quenz ist. Sobald die Proben jedoch Wasser aufgesaugt hatten und das Porenvolumen teilweise oder ganz mit Flüssigkeit angefüllt war, kam zu dem konstanten Anteil des Dämpfungskoeffizienten noch ein linear mit der Frequenz ansteigender hinzu. BORN führt den konstanten Anteil

auf Coulombsche Reibung zurück. Ist das Porenvolumen mit Wasser gefüllt, so treten in der Flüssigkeit, entsprechend ihrem Zähigkeitskoeffizienten, bei Deformationen viskose Kräfte in Erscheinung, die eine weitere Verschluckung von Schwingungsenergie verursachen. Dass es sich hierbei um solche Kräfte handelt, beweist der lineare Anstieg des Dämpfungskoeffizienten, wie er von der Theorie der Visko-Elastizität gefordert wird. Wie schon erwähnt, erreicht der viskose Anteil der Dämpfung, bzw. Absorption, im Wellenbereich der praktischen Seismik im Gelände keine Beträge, die von nennenswerter Bedeutung wären. Hier ist nur der von Coulombscher Reibung verursachte Anteil ausschlaggebend.

Die in dieser Arbeit zitierten Experimente wurden alle an Gesteinsproben oder in oberflächennahen Schichten der Erdkruste angestellt. Am tiefsten reichen die Messungen von Angenheister (1906) an Wiederkehrwellen von Erdbeben hinab. Oberflächenwellen von 20-30 *s* Periode dürften in 100 km Tiefe kaum mehr nennenswerte Amplituden besitzen. Somit können wir auch nur sagen, dass die Theorie der Coulombschen Reibung auf die Ausbreitung elastischer Wellen bis in diese Tiefe Gültigkeit hat. Bis zu welcher Tiefe das Gesetz noch zutreffend ist und welche Absorptionsursachen im Erdkern vorherrschend sind, darüber können wir heute noch nichts aussagen. Es dürfte auch schwer sein, hierfür ein gutes Beobachtungsmaterial zu sammeln.

Hardtwig (1954) schliesst seine Kritik an der Theorie der Coulombschen Reibung mit folgenden Sätzen: « Und solange man keinen besseren und auch voll durchrechenbaren Ansatz zur Verfügung hat, ist es immer noch zweckmässiger, zur Beschreibung der im Erdinnern stattfindenden elastischen Verformungen auf das firmo-elastische Medium zurückzukommen, zumal hier die Untersuchungen über die zu wählenden Materialkonstanten erst in den Anfängen stecken ». Hier ist zu bemerken, dass sich die Untersuchungen über die zu wählenden Materialkonstanten, wie oben nachgewiesen wurde, bereits über ein halbes Jahrhundert erstrecken und dass sie heute schon so zahlreich sind, dass sie eine endgültige und eindeutige Entscheidung für die eine oder andere Theorie zulassen. Die Beobachtungen sprechen für die Theorie der Coulombschen Reibung.

Weiterhin ist zu bemerken, dass der von Born (1941) zuerst in Erwägung gezogene und vom Verfasser (1953b) aufgegriffene Ansatz der Coulombschen Reibung nicht zu verbessern ist. Er lässt sich, was oben geschehen ist, ohne grosse Mühe voll durchrechnen und führt zu Ergebnissen, die ohne irgendwelche Annahmen und Einschränkungen bis in Einzelheiten den Beobachtungsergebnissen gerecht werden. Es bleibt

also nur zu hoffen, dass Hardtwig nach Erfüllung der von ihm gestellten Bedingungen aus seinen eigenen Worten die Konsequenzen zieht und auf die Sprache der Experimente horcht.

VI. *Periodenverlängerung.* — Bei der Beobachtung der Ausbreitung von Erdbebenwellen oder der Ausbreitung der mikroseismischen Bodenunruhe stellt man fest, dass in den Seismogrammen die « Perioden » mit zunehmender Entfernung immer grösser werden. Gutenberg (1951) schreibt hierzu: « This increase is not due necessarily to a stronger absorption of the shorter periods but may be due to an actual increasing of the wave lengths with distance. Among attemps at a theoretical explanation are the wavelet theory by Ricker (1940), a theory developed by MUNK (1949), and a theory by Sezawa (1931) (based on the assumption that the increase in period is due to internal friction) which has been extended by Gutenberg (1929) and by Gutenberg and Schlechtweg (1930). This theory leads to the following equation for the period T at a distance D from the source:

$$T^2 = T_o^2 + \frac{5\eta D}{\varrho V^3}$$

where η = coefficient of internal friction (about 10^9 poises), ϱ = density, V = wave velocity, and T_o = period near the source ».

Hinsichtlich des Begriffes Periode muss man unterscheiden, ob er sich auf einen monofrequenten, stationären Wellenzug bezieht oder auf einen Wellenzug, der sich aus einer Gruppe von monofrequenten Wellenzügen zusammensetzt. Streng ist er nur für den ersten Fall definiert. Für den letzteren hat man sich angewöhnt, den Abstand zweier Umkehrpunkte auf der selben Seite der Nullinie als « Periode » zu bezeichnen, obwohl man sich bewusst ist, dass man den Kurvenzug zwischen beiden nicht durch eine Sinusfunktion beschreiben kann.

In der angewandten Seismik werden beide Arten von Wellenzügen zur Erforschung des Untergrundes benutzt. Wie schon erwähnt, hat sich besonders die Deutsche Forschungsgesellschaft für Bodenmechanik, Berlin, in Zusammenarbeit mit dem Geophysikalischen Institut der Universität Göttingen intensiv mit der Ausbreitung monofrequenter Wellen, der sog. Maschinenschwingungen, befasst. Es wurden unzählige Profile mehrmals bei verschiedenen Frequenzen der Wellen vermessen. Obwohl die Untersuchungen hauptsächlich in lockeren Böden, wo die Absorption besonders stark ist, vorgenommen worden sind, konnte

nicht der geringste Anschein einer Vergrösserung der Periode der Welle festgestellt werden, obwohl nach obiger Beziehung ein deutlicher Effekt zu erwarten gewesen wäre. Da auf den Seismogrammen die Periode der Maschine und die der elastischen Welle nebeneinander aufgezeichnet wurden, wäre der geringste Hinweis auf eine Verlängerung der Periode sofort aufgefallen.

Eine Vergrösserung der Periode würde in diesem Falle gewisse Schwierigkeiten mit sich bringen. Wir nehmen an, die Maschine läuft mit der Frequenz 10 Hz. In der Nähe der Maschine beobachtet man eine Welle der Frequenz 10 Hz. Pro Sekunde wird die Beobachtungstelle von 20 « Energiebergen » passiert, die voneinander durch Nullstellen getrennt sind. In einer bestimmten Entfernung müsste nach obiger Gleichung nur mehr eine Frequenz von 9 Hz beobachtet werden. Diese Stelle würde von 18 « Energiebergen » pro Sekunde passiert werden. Nachdem nun jeder « Energieberg » den gleichen Bedingungen unterworfen ist, ist es sehr schwer vorstellbar, welches Schicksal die beiden « Energieberge », die vorne in die Beobachtungsstrecke zuviel hineingeschickt werden, erlitten haben sollen. Eine Transfusion in andere « Energieberge » kann nicht möglich sein. Dies würde unterwegs den Charakter der Welle zerstören.

Gutenberg hat die von ihm angegebene Beziehung aus Beobachtungen an Erdbeben und mikroseismischer Bodenunruhe abgeleitet und angewandt. Es darf daher angenommen werden, dass er sie nicht auf monofrequente Wellenzüge übertragen wissen will, sondern dass sie nur auf Erschütterungen Anwendung finden darf, die nicht monofrequenten, sondern impulsartigen Anregungsbedingungen, wie bei einem Erdbeben, ihre Entstehung verdanken.

Die Fortleitung und Uebertragung von Impulsen von einem Ort zum anderen spielt nicht nur in der Seismologie, sondern auch in anderen Gebieten der Physik, besonders in der Nachrichtenübermittlung jeder Art (z. B. Fernsehen, Radartechnik, elektronische Rechenverfahren), eine sehr bedeutende Rolle. Es haben sich hier eigene Methoden in der mathematischen wie physikalischen Behandlung der auftretenden Probleme entwickelt, die unter der Bezeichnung « Impulstechnik » zusammengefasst werden. (s. Winkel 1956). Ein wesentliches Element zur Beschreibung und Charakterisierung eines Impulses und seiner Uebertragung stellt in der Impulstechnik das Fourierintegral und die Fouriereihe dar. Die Fourier- und die ihr verwandte Laplace-Transformation gestatten erst eine vollständige Beschreibung der Vorgänge bei der Fortleitung von Impulsen.

Auch für die Seismologie bringt die Uebertragung der auf dem Gebiete der Impulstechnik gesammelten Erfahrungen gewisse Vorteile. Sie ermöglicht es uns, die Ausbreitung seismischer Impulse zu erfassen und zu verstehen. So ermöglichte die von Förtsch (1953a) vorgenommene Zerlegung von Registrierungen von Oberflächenwellen, die durch Sprengimpulse erzeugt worden sind, nach dem Fouriertheorem den Nachweis, dass es sich um die gleichen Oberflächenwellen handelt, die auch bei sinusförmiger Anregung mittels einer Schwingmaschine aufgetreten sind, nämlich um eine besondere Art von Rayleighwellen. Ein Impuls, wie er in der Seismik durch eine Sprengung, ein Erdbeben, usw., erzeugt wird, setzt sich nach der Impulstechnik aus einem Paket von gleichzeitig angeregten Wellen zusammen, deren Frequenzen einen mehr oder weniger grossen Spektralbereich überdecken. Jede Teilwelle des Wellenpaketes, die durch eine bestimmte Frequenz charakterisiert wird, benimmt sich unabhängig von allen anderen. Jede breitet sich nach den ihr eigenen Gesetzen aus. Die Zerlegung des Paketes in Einzelfrequenzen nach dem Fouriertheorem stellt in diesem Falle nicht nur einen rein mathematischen Formalismus dar. Die Natur nimmt nach den gleichen Gesetzmässigkeiten eine Zerlegung eines Impulses vor und behandelt jede Teilfrequenz individuell. Dies konnten Förtsch (1950) und Hellbardt (1955) an Biegewellen einer Eisplatte sehr anschaulich zeigen. Wie durch die Dispersion ein zeitlich kurz dauernder Impuls mit zunehmender Beobachtungsentfernung mehr und mehr « auseinanderläuft », zeigt fig. 9. Die Zahl der Umkehrpunkte des Kurvenzuges wächst mit der Entfernung. Bei den Biegewellen in Platten ist dieser Effekt als eine Folge der starken Dispersion besonders auffallend.

Wie schon erwähnt, bezeichnet man in der Seismik in Registrierungen von impulsartigen Erschütterungen oft den Abstand zweier Umkehrpunkte auf der gleichen Amplitudenseite mit « Periode ». In diesem Sinne lässt sich aber mit dem Wort kein physikalisch sauber definierter Begriff verbinden. Vor allem kann man sie bei der Wellenausbreitung nicht von Ort zu Ort weiterverfolgen, wie dies bei rein sinusförmigen Wellenzügen der Fall ist. Der als eine « Periode » bezeichnete Teil eines Seismogrammes ist aus vielen Elementarteilen zusammengesetzt. Darauf haben Förtsch (1950) und besonders Hellbardt (1955) hingewiesen. Der in fig. 9 mit T bezeichnete Schwingungszug ist aus sehr vielen verschiedenfrequenten Energieanteilen aufgebaut. Diese Energieanteile bleiben aber nicht zusammen, sondern laufen als Folge der Dispersion auseinander und bilden in grösseren Entfernungen zusammen mit anderen Energiebeträgen ähnliche Kurvenzüge anderer « Periode ». Daraus

erkennt man, dass die « Perioden » eines impulsartigen Wellenzuges bei vorhandener Dispersion nicht beständig sind und man daher aus ihnen keinerlei Gesetzmässigkeiten ableiten kann. Dies ist nur mit den Perioden möglich, die sich aus den Zerlegungen eines Impulses nach dem Fouriertheorem ergeben.

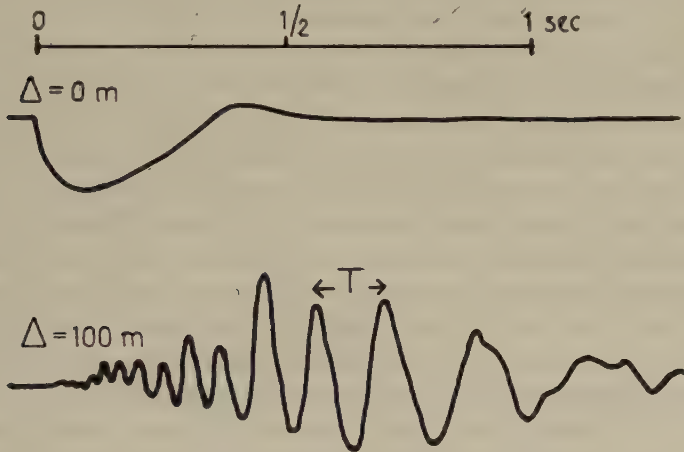


Fig. 9. – Ausbreitung von Biegewellen in einer Eisplatte bei impulsartigerAnregung.

Oben: Form des Impulses in der Entfernung 0 m.

Unten: Form des Impulses, registriert in 100 m Entfernung.

T = « Periode ». (Entnommen Förtsch 1950).

Daraus ergibt sich, dass die beobachtete, scheinbare « Periodenverlängerung », wie sie bei Oberflächenwellen von Erdbeben, bei mikroseismischer Unruhe und bei anderen Beobachtungen festgestellt wird, keine primäre Ursache haben kann. Aus der Impulstechnik folgt weiter, dass die Perioden der monofrequenten Teilwellen eines Impulses beim Ausbreitungsvorgang keine Vergrösserung erfahren. Die Periode ist schliesslich das Charakteristikum dieser Wellen, aus der sich die anderen Begriffe, wie Wellenlänge und Energie, ableiten. Man muss sich also mehr der Ansicht zuneigen, dass die beobachtete « Periodenverlängerung » bei nicht monofrequenten Wellenzügen hauptsächlich auf eine stärkere Absorption höherfrequenter Wellen gegenüber niederfrequenten längs der gleichen Beobachtungsstrecke zurückzuführen ist. Die scheinbaren « Perioden » eines Impulses hängen nicht allein von der Dispersion, sondern auch von seiner spektralen Amplitudenverteilungskurve ab. Die

« Perioden » eines Wellenpaketes liegen bei nicht zu starker Dispersion meist im Bereich des Maximums der spektralen Amplitudenverteilung. Verschiebt sich bei der Ausbreitung des Impulses das Maximum mit der Zeit, bzw. mit dem Ort, so verschieben sich auch die « Perioden » im Seismogramm. Eine solche Verschiebung nach längeren « Perioden » wird durch eine selektive Absorption bewirkt, bei der längs der gleichen Strecke die Amplituden höherfrequenter Teilwellen rascher verringert werden als die der niederfrequenten.

Dieser Effekt ist nicht allein in einem visko-elastischen Medium zu erwarten, sondern tritt auch in einem Medium mit Coulombscher Reibung auf, zwar nicht in der Stärke wie im ersteren Fall, aber dennoch ausreichend, um die Beobachtungen zu erklären. Wir haben oben gesehen, dass nach der Theorie der Coulombschen Reibung die pro Wellenlänge absorbierte Energie stets den prozentual gleichen Anteil der Wellenenergie ausmacht. Er ist unabhängig von der Frequenz. Auf eine vorgegebene Strecke entfallen aber bei höherfrequenten Wellen im allgemeinen mehr Wellenlängen als bei niederfrequenten. Auf die gleiche Strecke bezogen haben wir bei Coulombscher Reibung auch selektive Absorption, sie ist nur nicht so stark wie in visko-elastischen Medien. Da wir aber oben auch erkannt haben, dass für die Absorption nicht die Phasenwellenlänge, sondern die Gruppenwellenlänge als Masseinheit gewählt werden muss und da die letztere im allgemeinen kleiner ist als die erstere, wird dadurch die selektive Absorption noch verstärkt. Jedenfalls reichen die von der Theorie der Coulombschen Reibung zu erwartenden Effekte aus, um die vorliegenden, mehr qualitativen Beobachtungen über « Periodenverlängerung » zu erklären.

Um dies anschaulich zeigen zu können, sind in fig. 10a drei Wellenzüge verschiedener Frequenz vorgegeben worden, deren Amplituden mit der Frequenz wachsen sollen. Die Ueberlagerung der drei Wellen ist ebenfalls dargestellt. Die scheinbaren « Perioden » der Ueberlagerung, die sich aus dem Abstand zweier Umkehrpunkte ergeben, schwanken um den Wert der Periode der Welle mit der grössten Amplitude. In diesem Falle ist dies die Welle mit der höchsten Frequenz. Die Frequenzen der drei Wellen verhalten sich wie $n : 2n : 3n$. Ihre vorgegebenen Amplitudenwerte sollen im Verhältnis 0,02 : 0,4 : 1 stehen.

Es wird nun angenommen, dass sich die Wellen als ebene Wellen in einem Medium mit Coulombscher Reibung, dessen Reibungskoeffizient $r = 0.1$ sei, ausbreiten. Wir wollen nun untersuchen, wie die Bodenbewegungen in einer Entfernung von 10 Wellenlängen der niederfrequenten Welle vom Beobachtungsort der fig. 10a aussehen. Die Maximal-

amplituden sind an dieser Stelle nur mehr 0,0027 : 0,0072 : 0,0025, bezogen auf die Maximalamplitude der hochfrequenten Welle in fig. 10a, gross. In fig. 10b sind die Einzelwellen und ihre Superposition in vergrössertem Masstab dargestellt. Aus der letzteren würde man jetzt aus dem Abstand der Umkehrpunkte « Perioden » ablesen, die um den Periodenwert der mittleren Welle liegen. Die scheinbare « Periode » der Bodenbewegung hat sich also gegenüber derjenigen der fig. 10a ungefähr verdoppelt.

Schliesslich sind in fig. 10c die Verhältnisse wiedergegeben, wie wir sie unter den angenommenen Bedingungen in einer Entfernung von 20 Wellenlängen der niederfrequenten Welle vom Beobachtungsort der fig. 10a antreffen. Hier sind die Amplituden auf die Werte 0,00036 : 0,00014: 0,0000061, bezogen auf dieselbe Einheit wie oben, abgesunken. Die Coulombschen Reibungskräfte haben in dieser Entfernung das Verhältnis der Maximalamplituden bereits so stark verändert, dass die niederfrequente Welle, deren Amplituden in fig. 10a sehr klein gegenüber denen der anderen beiden Wellen waren, nun die grösste Maximalamplitude besitzt. Sie dominiert daher bei der Ueberlagerung der drei Wellen. Man würde dieser etwa die « Periode » 1/n zuschreiben.

Obwohl in unserem Beispiel die tatsächlichen Verhältnisse bei einer impulsartigen Anregung von Erschütterungen, wo wir es nicht mit einigen wenigen Frequenzen, sondern mit einem Frequenzband zu tun haben, nur sehr vereinfacht und primitiv durch drei Teilwellen angedeutet sind, erkennt man daraus doch schon das Wesen der beobachteten « Periodenverlängerung ». Es handelt sich hierbei nicht um einen realen, physikalischen Effekt, sondern um ein Scheinproblem. Die Verlängerung der « Periode » einer impulsartigen Erschütterung mit der Entfernung ist einzig und allein eine Folge verschieden starker Amplitudenverringerung hinsichtlich der Frequenz.

Aus den obigen Darlegungen ergibt sich aber auch, dass die dem Seismogramm eines Impulses entnommene « Periode » kein einfacher, physikalisch sauber definierter Begriff ist. Daher wird man auch zu Fehlschlüssen geführt, wenn man mit ihm wie mit der Periode eines sinusförmigen, monofrequenten Wellenzuges rechnet.

Es sei in diesem Zusammenhang auch daran erinnert, dass z. B. die Seismogramme der gleichen Sprengung registriert am gleichen Beobachtungsort von zwei verschieden abgestimmten Seismographen verschiedene « Perioden » enthalten, obwohl sie derselben Bodenbewegung entstammen. Wenn also die durch Ausmessen der Abstände der Umkehrpunkte eines Seismogrammes ermittelte « Periode » einer Erschütterung

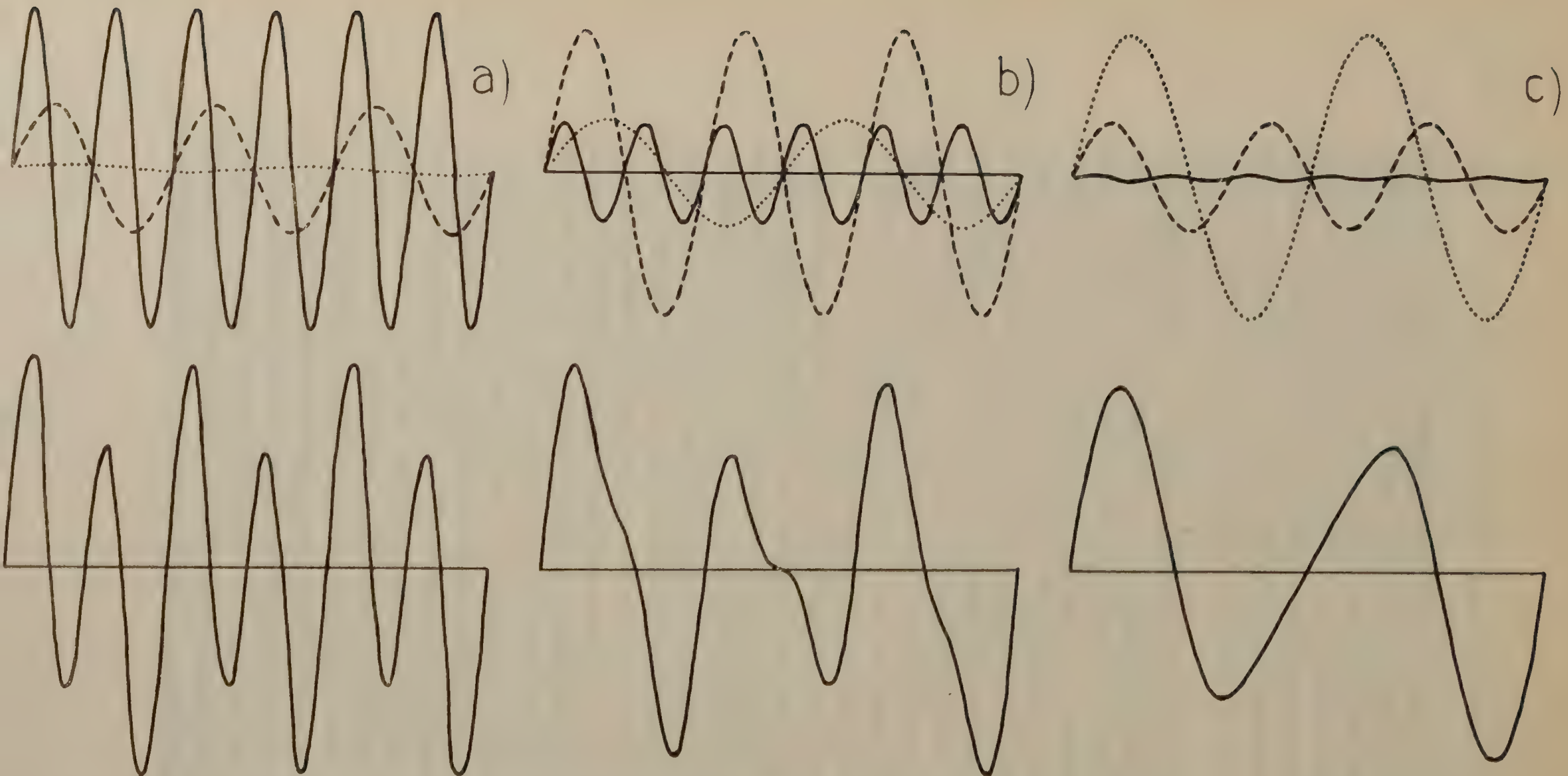


Fig. 10 a. – Überlagerung (unten) dreier monofrequenter Wellenzüge (oben) der Frequenzen n, $2n$ und $3n$. Ihre Maximalamplituden sind: $a_1 = 0{,}02$, $a_2 = 0{,}4$ und $a_3 = 1{,}0$ Einheiten. — Der Ueberlagerung würde man etwa eine «Periode» von $1/3n$ zuschreiben.

Fig. 10 b. – Überlagerung (unten) derselben ebenen Wellen (oben), nachdem sie in einem Medium mit Coulombscher Reibung (Reibungskoeffizient $r = 0{,}1$) eine Entfernung von 10 Wellenlängen der niederfrequenten Welle mit gleicher Geschwindigkeit zurückgelegt haben. Die Maximalamplituden berechnen sich nun zu: $a_1 = 0{,}0027$, $a_2 = 0{,}0072$ und $a_3 = 0{,}0025$ Einheiten von Fig. 10 a. Hier wurde man der Überlagerung eine « Periode » von ungefähr 1/2n zusprechen.

Fig. 10 c. – Überlagerung (unten) der gleichen Wellen (oben) nach weiteren 10 Wellenlängen der niederfrequenten Welle. Die Maxima-

in zum Teil starkem Masse vom Empfangsgerät beeinflusst wird, so darf sie nicht ohne weiteres als physikalische Grösse angesehen und behandelt werden. Baule (1948) hat ein Seismogramm einer kleinen Sprengung veröffentlicht, dass die Aufzeichnungen von vier verschiedenen, an der gleichen Stelle aufgestellten Erschütterungsmessern enthält. Dieses Seismogramm begründet das eben Gesagte sehr anschaulich. In den Registrierungen treten nämlich jeweils diejenigen « Perioden » in Erscheinung, die in der Nähe der Maxima der Fourierschen Amplitudenspektren der Aufzeichnungen liegen. Die Amplitudenspektren der Aufzeichungen eines Seismographen stellen aber das Produkt der Amplitudenspektren der wahren Bodenbewegung mit der Resonanzkurve des Empfangsgerätes dar. Auf die schwerer zu durchschauende Wirkung der frequenzabhängigen Phasenverschiebung der Seismographen auf die « Perioden » der Aufzeichnungen wollen wir hier nicht eingehen.

In Gegensatz zu impulsartigen Erschütterungen wird eine monofrequente Welle, wie sie von einer Schwingmaschine erzeugt wird, von den verschiedensten Seismographen immer mit der ihr eigenen Periode aufgezeichnet, sofern die Amplitude der Welle gross genug ist, um bei der vorgegebenen Vergrösserung des Gerätes noch aufgeschrieben zu werden. Auf diesen experimentellen Befund gründen sich eben die Ueberlegungen, auf denen die Impulstechnik ihre Rechnungen aufbaut. Hieraus entspringt auch die physikalische Bedeutung der Fourieranalyse.

ZUSAMMENFASSUNG

Elastische Wellen in ausgedehnten Körpern und elastische Schwingungen von Platten und Stäben sind sehr verwandt. Sie werden beide durch das elastische Verhalten der Materie bestimmt. Es ist daher nicht verwunderlich, dass bei beiden Vorgängen die Energieverluste auf die gleiche Ursache zurückzuführen sind. Dies hat zur Folge, dass die prozentuale Energieabnahme pro Schwingungsperiode und diejenige pro Wellenlänge einander gleich sind. Die physikalischen Grössen, die diese Energieabnahme charakterisieren, nämlich der Dämpfungskoeffizient (= logarithmisches Dekrement der gedämpften Schwingung) und der auf eine Wellenlänge als Masseinheit für die Entfernung bezogene Absorptionskoeffizient, müssen somit gleich gross sein. Damit ist aber die Möglichkeit gegeben, auch elastische Schwingungen von Gesteinsproben zur Erforschung der Absorptionsursache von Wellen mit heranzuziehen. Solche Messungen liegen bereits in grosser Zahl vor, während reine Absorptionsmessungen an Wellen spärlich sind. Grundsätzlich sind,

was durch die Beobachtungen bestätigt wird, die Absorptionskoeffizienten nicht auf die Phasenwellenlänge, sondern auf die Gruppenwellenlänge zu beziehen.

Die bisher vorliegenden, zahlreichen Beobachtungsergebnisse bestätigen alle ohne Ausnahme folgende Feststellungen:

1. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der elastischen Wellen wird durch die Ursache der Absorption nicht beeinflusst. Sie ist unabhängig von der Frequenz.

2. Die maximale Auslenkung eines stationären, sinusförmigen Wellenzuges nimmt mit der Entfernung nach einem Exponentialgesetz ab. Der auf die Gruppenwellenlänge bezogene Absorptionskoeffizient ist von der Frequenz unabhängig. Für alle Wellenarten muss er dieselbe Grösse haben.

Zur physikalischen Deutung der Absorption elastischer Wellen wurde im Laufe der Zeit eine Reihe von Theorien entwickelt. Eine davon geht von der bereits im vergangenen Jahrhundert untersuchten elastischen Nachwirkung fester Körper aus. Bei einer Deformation durch eine konstante Kraft erreicht ein Körper die endgültige Veränderung seiner Gestalt erst nach einer gewissen Zeit. Diese Erscheinung wurde sinngemäss von Sokoloff und Skriabin (1938) und Menzel (1954) auf elastische Wellen übertragen. Diese Theorie vermag aber die Beobachtungen, vor allem die Forderung des obigen Punktes 2, nicht zu befriedigen.

Am verbreitetsten ist wohl die Theorie der Visko-Elastizität, die auch noch als « internal friction » oder « firmo-viscosity » bezeichnet wird. Nach dieser Theorie sollen im festen Körper neben den rein elastischen Spannungen auch noch solche auftreten, welche der zeitlichen Aenderung der Deformation proportional sind und welche die Energieverminderung der Wellen bewirken sollen. Die Rechnungen ergeben jedoch, dass der Absorptions- und der Dämpfungskoeffizient bezogen auf eine Wellenlänge bzw. eine Schwingungsperiode als Masseinheit linear mit der Frequenz zunehmen müsste. Normalerweise müsste in einem solchen Medium schon bei 500 Hz die Absorption bzw. Dämpfung so stark sein, dass keine Wellenbewegungen und keine Schwingungen mehr möglich wären, während nach den Beobachtungen noch elastische Schwingungen von Gesteinsproben bei 100.000 Hz möglich sind. Obwohl diese Theorie nicht im entferntesten die Messergebnisse erklären kann und vielen Schwierigkeiten bei ihren Deutungsversuchen begegnet, erfreut sie sich bei vielen Seismologen trotz mancher, schon seit geraumer Zeit erhobener Einwände unerklärlicherweise grosser Sympathien.

Eine weitere Theorie geht von der Annahme aus, dass die Kräfte, welche die Absorption bewirken sollen, proportional der Geschwindigkeit, die den Bodenteilchen beim Durchgang einer elastischen Welle erteilt wird, sein

sollen. Auch hier wird keine Uebereinstimmung zwischen Theorie und Beobachtungen erzielt.

*Born (1941) ist an Hand von sauberen Dämpfungsbeobachtungen an Gesteinsstäben zu der Ueberzeugung gekommen, dass die Dämpfung elastischer Schwingungen durch Coulombsche Reibungskräfte verursacht sein muss, die bei den Relativbewegungen der Elementarteilchen auftreten. Förtsch (1953*b*) ist bei der Untersuchung von Absorptionsmessungen an elastischen Wellen zu derselben Ansicht gekommen. Die vom Verfasser entwickelte Theorie der Coulombschen Reibung addiert zu den rein elastischen Kräften bei der Aufstellung der Beziehungen des elastischen Gleichgewichtes noch die Reibungskräfte, die proportional dem Absolutbetrag aller wirksamen Kräfte gesetzt werden. Der Proportionalitätsfaktor wird als Reibungskoeffizient bezeichnet. Für die Absorption elastischer Wellen wirksam bleiben, wie die mathematische Ableitung der Theorie zeigt, nur die Beträge der von der Wellenbewegung hervorgerufenen Normal- und Tangentialspannungen. Die Reibungskräfte wechseln sprunghaft jede halbe Wellenlänge ihr Vorzeichen. Es gilt jeweils dasjenige Vorzeichen, das den Reibungskräften erlaubt, den Wellen Energie zu entziehen.*

*Die Ausbreitungsgeschwindigkeit elastischer Wellen wird durch die Coulombsche Reibung praktisch nicht beeinflusst. Obwohl ein Wellenzug beim Vorhandensein solcher Kräfte nicht durch einen geschlossenen mathematischen Ausdruck dargestellt werden kann (s. fig. 8*b*), liegen doch seine Umkehrpunkte auf einer mit der Entfernung abnehmenden Exponentialkurve. Der auf eine Wellenlänge bezogene Absorptionskoeffizient ist praktisch doppelt so gross wie der Reibungskoeffizient. Er ist von der Frequenz unabhängig. Die Theorie der Coulombschen Reibung erfüllt somit alle Forderungen, die von den Beobachtungen an die Theorien gestellt werden, woraus wiederum zu folgern ist, dass die Coulombsche Reibung die wahre Ursache der Absorption elastischer Wellen ist.*

Die scheinbare « Periodenverlängerung » wie sie bei der Ausbreitung impulsartiger Erschütterungen beobachtet wird, wird oft als Folge eines visko-elastischen Verhaltens der Materie des Erdkörpers gedeutet. Eine tatsächliche Verlängerung von Perioden eines sinusförmigen Wellenzuges ist nicht möglich und wird auch an monofrequenten Wellen nicht beobachtet. Die « Periodenverlängerung », wie sie beim Betrachten von Seismogrammen von Erdbeben und Sprengungen augenfällig in Erscheinung tritt, ist nur ein Effekt selektiver Absorption. Diese ist auch in Medien mit Coulombschen Reibungskräften vorhanden. Auch in dieser Hinsicht kann die Theorie der Coulombschen Reibung die Beobachtungen erklären.

RIASSUNTO

Le onde elastiche in corpi estesi e le vibrazioni elastiche delle lamine e delle verghe sono strettamente connesse. Dato che entrambi i fenomeni dipendono dal comportamento elastico del materiale, non è da meravigliarsi che le perdite di energia in entrambi i casi possano derivare dalla stessa causa fisica. Perciò la perdita percentuale di energia per periodo di vibrazione e quella per lunghezza d'onda sono uguali. Perciò le quantità fisiche che caratterizzano queste perdite di energia, cioè il coefficiente di smorzamento (decremento logaritmico della vibrazione smorzata) e il coefficiente di assorbimento in relazione ad una lunghezza d'onda come unità di scala, devono essere uguali. Ciò dà la possibilità di utilizzare le vibrazioni elastiche degli esemplari naturali di roccia per l'investigazione dell'assorbimento delle onde. Nella letteratura, tali misure di propagazione sono comparativamente rare. Le osservazioni mostrano che, sopratutto i coefficienti di assorbimento. non possono essere in relazione alla lunghezza d'onda di fase ma alla lunghezza d'onda di gruppo

I numerosi risultati delle osservazioni permettono i seguenti rilievi:

1. *La velocità delle onde elastiche non è influenzata dall'assorbimento. Non dipende dalla frequenza.*

2. *La massima ampiezza di un percorso d'onda stazionario e sinusoidale diminuisce con la distanza secondo una regola esponenziale. Il coefficiente di assorbimento in relazione alla lunghezza d'onda di gruppo è indipendente dalla frequenza. Numericamente deve essere la stessa per tutti i tipi di onde.*

Nel passato è stato sviluppato un insieme di teorie per spiegare il carattere fisico di assorbimento delle onde elastiche. Una di esse parte dall'elasticità susseguente dei solidi, già conosciuta nel secolo passato.

Deformato da una forza costante, un corpo non ottiene la sua variazione finale di forma prima di un intervallo di tempo fissato. Analogamente questo fenomeno è stato trasferito alle onde elastiche da Sokoloff e Skriabin (1938) e da Menzel (1954). Questa teoria non può soddisfare le osservazioni e non soddisfa i requisiti del sopra citato n. 2.

La teoria più diffusa è quella della visco-elasticità o, come è anche chiamata, la teoria dell'« attrito interno » o « firmo-viscosità ». Secondo questa teoria si afferma che tali tensioni sono da considerare come tensioni elastiche proporzionali alla variazione della deformazione col tempo, ciò che causa le perdite di energia oscillatoria. Il calcolo ci mostra comunque che il

coefficiente di assorbimento e di smorzamento in relazione ad una lunghezza d'onda, rispettivamente di un periodo di vibrazione, dovrebbe ingrandirsi linearmente con la frequenza. Normalmente l'assorbimento, e rispettivamente lo smorzamento, a circa 500 cicli per secondo, dovrebbe raggiungere un ammontare tale che nessun movimento d'onde e nessuna vibrazione potrebbero aver luogo. Al contrario, le osservazioni mostrano che sono possibili le vibrazioni elastiche dei campioni naturali di roccia a circa 100.000 cicli per secondo. Nonostante questa teoria sia incapace di spiegare i risultati delle misure, ed incontri molte difficoltà negli sforzi di interpretazione, nondimeno molti sismologi la accettano malgrado le ripetute obiezioni.

Un'altra teoria parte dalla supposizione che le forze considerate causa dell'assorbimento, dovrebbero essere proporzionali alla velocità che è impressa alle particelle del solido, al passaggio di un'onda elastica. Qui non c'è troppa concordanza tra la teoria e la osservazione. Born (1941) osservò sperimentalmente lo smorzamento di esemplari di roccia. Egli trovò che lo smorzamento deve essere causato non dalle forze di visco-elasticità, ma dalle forze dell'attrito di Coulomb, il secondo essendo prodotto dai movimenti relativi delle particelle del solido. Förtsch (1953 b) giunse alle stesse conclusioni studiando l'assorbimento delle onde elastiche di superficie. La teoria dell'attrito di Coulomb, sviluppata dall'autore, stabilisce le relazioni dell'equilibrio elastico, quando alle forze elastiche si aggiungono quelle dell'attrito di Coulomb, che deve essere proporzionale al valore assoluto di tutte le forze agenti. Il fattore di proporzionalità è chiamato coefficiente di attrito. Come il trattamento matematico della teoria dimostra, solo il complesso delle tensioni normali e tangenziali causate dalla propagazione dell'onda sono importanti per l'assorbimento delle onde elastiche. Per ogni metà di lunghezza d'onda le forze dell'attrito di Coulomb subiscono un discontinuo cambiamento di segno. Si trova sempre che quel segno permette alle forze dell'attrito di Coulomb di sottrarre energia alle onde elastiche. Praticamente l'attrito di Coulomb non influenza la velocità delle onde elastiche. Sebbene un insieme di onde non possa essere descritto da una singola espressione matematica (vedere fig. 8 b), i suoi punti di inversione nondimeno giacciono su una curva esponenziale decrescente con la distanza. Il coefficiente di assorbimento in relazione ad una lunghezza d'onda è quasi due volte il coefficiente dell'attrito di Coulomb. È indipendente dalla frequenza. Così l'attrito di Coulomb soddisfa tutti i requisiti che l'osservazione richiede alla teoria. Di conseguenza l'attrito di Coulomb può essere considerato come la vera origine dell'assorbimento delle onde elastiche. Le osservazioni di scosse elastiche a forma di impulsi mostrano un'apparente aumento di periodo. Molto spesso questo fenomeno si spiega come un risultato del comportamento visco-ela-

stico dei solidi. Un reale aumento di periodo in un insieme di onde sinoidali non è possibile e non è stato osservato nelle onde a monofrequenza. L'aumento di periodo, come si osserva nei sismogrammi dei trerremoti e delle esplosioni, è causato solo dall'assorbimento selettivo. Anche questo effetto è prodotto dalle forze dell'attrito di Coulomb (vedere fig. 10). Così anche in questa direzione la teoria dell'attrito di Coulomb è in accordo con l'osservazione.

SUMMARY

Elastic waves in extended bodies and elastic vibrations of plates and rods are closely related. Since both phenomena depend on the elastic behaviour of the material, it is not astonishing that the losses of energy in both cases may be derived from the same physical source. Therefore the percentage loss of energy per vibration-period and that per wave-length are equal. Hence the physical quantities characterizing these losses of energy, i. e. the coefficient of damping (= logarithmic decrement of the damped vibration) and the coefficient of absorption in relation to one wavelength as unit of scale, must be equal. This gives the possibility of utilizing elastic vibrations of natural rock-specimens for the investigation of wave-absorption. In literature such measurements on travelling waves are comparatively rare. Observations verify that principally the coefficients of absorption may be related not to phase-wavelength but to group-wavelength.

The numerous results of observations allow the following statement:

1. The velocity of elastic waves is not influenced by absorption. It does not depend on frequency.

2. The maximum amplitude of a stationary, sinusoidal wavetrain decreases with distance according to an exponential law. The coefficient of absorption in relation to the group-wavelength is independent of frequency. Numerically it must be the same for all kinds of waves.

In the past there have been developed quite a number of theories to explain the physical character of absorption of elastic waves. One of them starts from the elastic afterworking of solids already known in the past century. Being deformed by a constant force, a body does not obtain its final deviation of shape before a lapse of a certain time. In analogy this phenomenon has been transformed to elastic waves by Sokoloff and Skriabin (1938) and by Menzel (1954). This theory is not able to satisfy the observations, and does not satisfy the requirements of the above mentioned point 2.

The most popular theory is that of visco-elasticity, or, as it is also called, the theory of " internal friction " or " firmo-viscosity ". According

to this theory such stresses are said to appear amongst elastic stresses that are proportional to variation of the deformation with times, and that cause the losses of wave-energy. The calculation however shows that the coefficient of absorption and of damping in relation to one wavelength, respectively one period of vibration, should increase linearly with frequency. Normally in such medium the absorption, respectively damping, at about 500 cycles per second should reach such an amount that no waves-motions and no vibrations could take place. On the contrary observations show that elastic vibrations of rock-specimens at about 100.000 cycles per second are possible. Notwithstanding this theory is completely unable to explain the results of measurements and meets many difficulties in efforts of interpretation, many seismologists nevertheless accept it in spite of repeated objections in course of time.

Another theory starts from the assumptiom that the forces said to produce absorption, should be proportional to the velocity which is imparted to the particles of the solid by the passing of an elastic wave. Here too no accordance exists between theory and observation.

Born (1941) experimentally observed damping of rock-rods. He found that damping must be caused not by visco-elastic forces, but by Coulomb-friction forces, the latter being produced by relative motions of particles of the solid. Förtsch (1953 b) *came to the same conclusions by studying absorption of elastic surface-waves. The theory of Coulomb-friction, developed by the author, gives when setting up the relations of elastic equilibrium, additionally to the elastic forces those of Coulomb-friction which must be proportional to the absolute value of all acting forces. The factor of proportionality is called coefficient of friction. As the mathematical treatment of the theory demonstrates, only the amounts of normal and tangential stresses caused by wave-propagation are of importance for the absorption of elastic waves. Every half wavelength the coulomb-friction forces undergo a discontinuous change of sign. That sign is always found that allows the Coulomb-friction forces to withdraw energy from elastic waves.*

*Practically Coulomb-friction does not influence the velocity of elastic waves. Although a train of waves cannot be described by a single mathematical expression (see fig. 8*b) *its turning-points nevertheless lie on an exponential curve decreasing with distance. The coefficient of absorption in relation to one wavelength is very nearly twice the coefficient of Coulomb-friction. It is independent of frequency. Thus the Coulomb-friction fulfills all requirements that observation demands from theory. Consequently Coulomb-friction can be regarded as the true source of absorption of elastic waves.*

Observations of pulse-like elastic shocks show an apparent increase of period. Very often this phenomenon is explained as result of visco-elastic behaviour of the solids. A real increase of period in a sinusoidal wave-train is not possible and has not been observed in monofrequent waves. The increase of period, as observable on seismograms of earthquakes and explosions, is caused only by selective absorption. This effect too is produced by Coulomb-friction forces (see fig. 10). Thus in this direction also the theory of Coulomb-friction is in accordance with observation.

BIBLIOGRAPHIE

(1) ANGENHEISTER, G., *Seimische Registrierungen in Göttingen im Jahre 1905.* Nachr. d. K. Ges. d. Wiss. zu Göttingen, Math.-phys. Kl. 1906, H. 4. S. 1-60.

(2) ANGENHEISTER, G., und SCHNEIDER, W., *Messungen der Erschütterungen von Boden und Gebäuden, hervorgerufen durch Maschinen und Fahrzeuge.* Zeitschr. f. techn. Physik. 9. Jahrg., Nr. 3, S. 115-118 (1928).

(3) BAULE, H., *Seimische Instrumente. Naturforschung und Medizin in Deutschland 1939-1946.* Bd. 18, Geophysik, Teil II. Dieter. Verl.-Buchh. Wiesbaden (1948) S. 57-65.

(4) BIRCH, F., and BANCROFT, D., *Elasticity and Internal Friction in a Long Column of Granite.* Bull. Seism. Soc. Am., Vol. 28 (1938) pp. 243-254.

(5) BORN, W. T., *The Attenuation Constant of Earth Materials.* Geophysics, Vol. VI (1941), pp. 132-148.

(6) FÖRTSCH, O., *Das Verhalten noch freistehender Brückenpfeiler bei Schwingungen und deren Abhängigkeit vom Untergrund.* Zeitschr. f. Geophys. Jahrg. 14 (1938), S. 173-197.

(7) — *Ableitung des von der Frequenz unabhängigen Absorptionskoeffizienten aus Maschinenschwingungen.* Zeitschr. f. Geophys. Jahrg. 16 (1940), S. 57-84.

(8) — *Untersuchungen von Biegewellen in Platten. Messung ihrer Gruppen- und Phasengeschwindigkeit.* Gerl. Beitr. Geophys. Bd. 61 (1950), S. 272-290.

(9) — *Deutung von Dispersions- und Absorptionsbeobachtungen an Oberflächenwellen.* Gerl. Beitr. Geophys. Bd. 63 (1953 a), S. 16-58.

(10) — *Beiträge zur Ausbreitung elastischer Oberflächenwellen.* Zeitschr. f. Geophys. Sonderbd. (1953 b), S. 59-67.

(11) GASSMANN, F., WEBER, M., und VÖGTLI, K., *Beitrag zur Ermittlung der innern Dämpfung (Werkstoffdämpfung) von Gesteinsstäben.* Mitteil. aus d. Inst. f. Geophysik d. E.T.H. Zürich Nr. 22 (1952), S. 5-8.

(12) GUTENBERG, B., *Über die Fortpflanzung von elastischen Wellen in viskosen Medien.* Phys. Zeitschr. Bd. 30 (1929), S. 230-231.

(13) GUTENBERG, B., *Theorie der Erdbebenwellen.* Handb. d. Geophysik Bd. IV (1932), Verl. Gebr. Borntraeger, Berlin. S. 1-150.

(14) — *Observations and Theory of Microseisms.* Compendium of Meteorology (1951), pp. 1303-1311.

(15) GUTENBERG, B., und SCHLECHTWEG, H., *Viskosität und innere Reibung fester Körper.* Phys. Zeitschr. Bd. 31 (1930), S. 745-752.

(16) HARDTWIG, E., *Über die Wellenausbreitung in einem visko-elastischen Medium.* Zeitschr. f. Geophys. Jahrg. 18 (1943/14), S. 1-20.

(17) — *Oberflächenwellen in energieverzehrenden Medien.* Annali di Geofis. vol. VII (1954), S. 143-193.

(18) HELLBARDT, G., *Seismische Versuche auf einer Eisplatte.* Zeitschr. f. Geophys. Jahrg. 21 (1955), S. 41-47.

(19) HONDA, K., and KONNO, S., *On the Determination of the Coefficient of Normal Viscosity of Metals.* Phil. Mag., ser. 6, vol. 42 (1921), pp. 115-123.

(20) KIM BALL, A. L., and LOVELL, D. E., *Internal Friction in Solids.* Phys. Rev. vol. 30 (1927).

(21) KLOTTER, K., *Schwingungslehre.* 2. Aufl. 1. Bd. Berlin 1951, Springer Verl.

(22) LANDOLT-BÖRNSTEIN, *Physikalisch-Chemische Tabellen.* 5. Aufl. Berlin 1923, Springer Verl.

(23) MENZEL, H., *On the Propagation of Seismic Waves in a Solid Body with Elastic Afterworking.* Geophys. Prospecting, vol. II (1954 a) pp. 139-150.

(24) — *Über die Fortpflanzung seismischer Wellen in einem Festkörper mit elastischer Nachwirkung.* (Autorenreferat eines Vortrages). Erdöl und Kohle, 7. Jahrg. (1954 b), S. 93.

(25) MINTROP, L., *Über die Ausbreitung der von den Massendrucken einer Grossgasmaschine erzeugten Bodenschwingungen.* Diss. Göttingen (1911) S. 1-33.

(26) MUNK, W. H., *Note on Period Increase of Waves.* Bull. seism. Soc. Amer., vol. 39 (1949), pp. 41-45.

(27) RAMSPECK, A., und SCHULZE, G. A., *Die Dispersion elastischer Wellen im Boden.* Veröffentlichung d. Inst. d. Deutschen Forschungsges. f. Bodenmechanik a.d.T.H. Berlin, Heft 6 (1938). Verl. Springer, Berlin. S. 1-27.

(28) REGULA, W., *Untersuchungen elastischer Eigenschaften von Gesteinsstäben.* Zeitschr. f. Geophys., Jahrg. 16 (1940), S. 40-56.

(29) RICKER, N., *The Form and Nature of Seismic Waves and the Structure of Seismograms.* Geophysics, vol. 5 (1940), pp. 348-366.

(30) SCHULZE, G. A., *Über die Ausbreitung sinusformiger Bodenbewegung.* Zeitschr. f. Geophys., Jahrg. 11 (1935), S. 307-321.

(31) SEZAWA, K., *On the Transmission of Seismic Waves on the Bottom Surface of the Ocean.* Bull. Earthq. Res. Inst. Tokyo, vol. 9 (1931), pp. 115-143.

(31) SOKOLOFF, P. T., and SKRIABIN, V. I., *Experimental and Theoretical Investigations on Dispersion and Absorption of Elastic Waves.* Gerl. Beitr. z. Geophysik, Bd. 49 (1937), S. 165-198.

(33) SUYEHIRO, K., *On the Damped Transversal Vibration of Prismatic Bars.* Bull. Earthq. Res. Inst. Tokyo, vol. 6 (1929), pp. 63-70.

(34) THYSSEN, St. v., und RÜLKE, O., *Beschreibung des neuen Gerätes zur Bestimmung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit elastischer Wellen in Gesteinsproben und einige Messergebnisse.* Zeitschr. f. Geophys., Jahrg. 15 (1939), S. 130-140.

(35) WEGEL, R. L., and WALTHER, H., *Internal Dissipation in solids for Small Cyclic Strains.* Physics, vol. 6 (1929), pp. 141-157.

(36) WIECHERT. E., *Theorie der automatischen Seismographen.* Abhandl. d. K. Ges. d. Wiss. zu Göttingen, Math.-Phys. Kl., Neue Folge Bd. II, Berlin 1903, Weidmannsche Buchh., S. 1-128.

(37) WINKEL, F., *Impulstechnik.* Berlin 1956, Springer Verl.

RICERCHE ELETTRO-IDROLOGICHE CON POLARIZZAZIONI INDOTTE

A. BELLUIGI

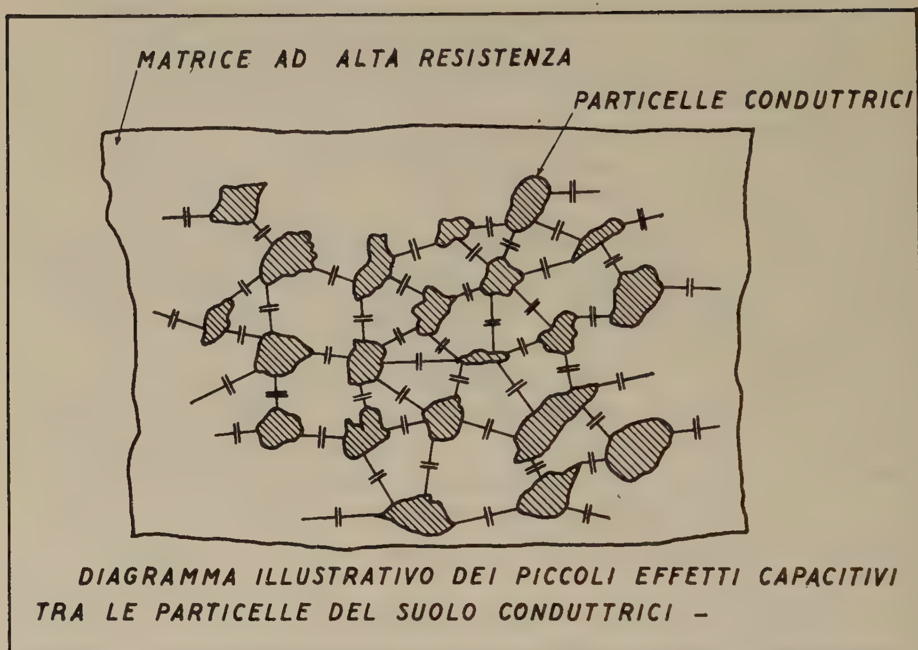
In questa Nota non intendiamo ripercorrere criticamente i numerosi precedenti sull'argomento, che risalgono a contributi internazionali (italiani compresi), da più di venti anni, riservando di far ciò estesamente in altro momento.

Vogliamo qui ricollegarci ai recenti lavori di Vacquier (1), del '54 e del '56, perchè, pur non potendo convenire in tutto nelle sue teorie del meccanismo dei fenomeni in esame, si deve riconoscere un notevole sforzo per la messa a punto del metodo di « Prospecting for Ground water by Induced Electrical Polarization », che dalla fase di Laboratorio è già a quella applicativa sul terreno per la ricerca diretta dell'acqua dolce.

Diamo una prima giustificazione teorica dei risultati sperimentali concernenti la cosidetta: (P.P.) — polarizzazione provocata — o (P.I.) — polarizzazione indotta —, in terreni acquigeni, senza far ricorso a meccanismi troppo condizionati da ipotesi lito-chimico-fisiche (come quelle appunto del Vacquier, subordinanti gli effetti P.P. ad es. alle « aliquote d'argilla » con films d'acqua adsorbita).

Una più estesa sperimentazione modellometrica ha fatto da tempo rilevare infatti, che tale condizionamento, se pur sufficiente, non è affatto necessario. Prescindendo per il momento dunque dall'intimo meccanismo chimico-fisico determinante l'insorgenza di caratteristiche « celle geoelettriche », ci proponiamo qui d'applicare a queste una delle tante teorie fisiche classiche (Maxwell, Hartshorn, Wagner), formulate nel passato per rendersi conto delle « correnti anomali » di scarica nei dielettrici debolmente conduttivi, trattati con (c. c.). Si perviene con ciò a *risultati* qualitativi e quantitativi *sufficientemente concordanti con l'esperienza, mostranti altresì l'apporto del « potere induttore specifico » del materiale terroso, oltre che della sua conduttività elettrica* (2), analogamente a quanto già fatto con l'impiego di correnti variabili per altri fini.

§ 1) Partiamo dal modello che una fase fluida, disseminata in un mezzo polidisperso, quale il suolo, equivale, con buona approssimazione, da un punto di vista elettrico, ad una rete di resistenze ohmiche shun-


MATRICE AD ALTA RESISTENZA
PARTICELLE CONDUTTRICI
DIAGRAMMA ILLUSTRATIVO DEI PICCOLI EFFETTI CAPACITIVI TRA LE PARTICELLE DEL SUOLO CONDUTTRICI –


RESISTENZA DELLA MATRICE
EFFETTI CAPACITIVI
E
CIRCUITO ELETTRICO EQUIVALENTE

Fig. 0

tate con un certo numero di piccolissime capacità connesse in serie multiple.

Esaminiamo allora uno di queste « celle elettriche equivalenti ", nelle condizioni più semplici rappresentative, di spessore e superficie unitari, con dielettrico costitutivo inizialmente da due straterelli (1, 2) come in fig. 1, combacianti verticalmente, con conducibilità e potere induttore specifico rispettivi: $(\sigma_1 \varepsilon_1)$, $(\sigma_2 \varepsilon_2)$.

Le superfici esterne di ciascuna singola cella siano completamente aderenti a due elettrodi metallici superficiali, ai quali si applichi bruscamente una tensione elettrica continua: (E). In ogni istante la corrente totale, attraversante i due mezzi debolmente conduttori, deve risultare la stessa, e se s'indicano con E, E_1, E_2 i campi elettrici (c. e.) agli elettrodi e quelli rispettivi ai mezzi (1, 2), si scriverà: $E_1 + E_2 = E$, $\frac{dE_1}{dt} = - \frac{dE_2}{dt}$

$$\sigma_1 E_1 + \varepsilon_1 \frac{dE_1}{dt} = \sigma_2 E_2 + \varepsilon_2 \frac{dE_2}{dt} , \qquad [0]$$

con $\varepsilon \frac{dE}{dt}$ proporzionale alla polarizzazione elettrica, variabile da mezzo a mezzo, massima con materiale dipolare permanente quale quello dell'acque potabili. Eliminando E_2 si passa alla:

$$(\varepsilon_1 + \varepsilon_2) \frac{dE_1}{dt} + (\sigma_1 + \sigma_2) E = \sigma_2 E , \qquad [1]$$

dove la (P. I.) è ovviamente funzione di: E, σ_1, σ_2, ε_1, ε_2, t.

Poichè l'equazione omogenea associata alla [1] ammette la soluzione: $E_1(t) = A \exp. \left| - \frac{\sigma_1 + \sigma_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} t \right|$, con A = cost. arbitraria, che, com'è noto, aggiunta ad un integrale particolare qualsiasi dell'equazione non omogenea da l'integrale generale, e poichè il termine noto è costante, tale equazione ammette un'integrale del tipo $(E_1 = K)$, da cui sostituendo in [1] si ha: $K = \frac{\sigma_2 E}{\sigma_1 + \sigma_2}$, e l'integrale generale risulta pertanto:

$$E_1(t) = \frac{\sigma_2 E}{\sigma_1 + \sigma_2} + A \exp. \left[- \frac{\sigma_1 + \sigma_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} t \right] . \qquad [2]$$

Ma all'istante $t = o$, $\varepsilon_1 E_1(o) = \varepsilon_2 E_2(o)$; $E_1(o) + E_2(o) = E$, inquanto al momento dell'applicazione della f. e. m. E, sono i valori di

permittività che regolano la ripartizione delle tensioni agli estremi dei mezzi, quindi:

$$E_1(0) = \frac{\varepsilon_2 E}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} \quad , \quad E_2(0) = \frac{\varepsilon_1 E}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} \; ,$$

e dalla [2]:

$$A = E\left(\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} - \frac{\sigma_2}{\sigma_1 + \sigma_2}\right) .$$

I campi di (P. I.) nei due mezzi della « cella » saranno:

$$E_1(t) = \frac{\sigma_2 E}{\sigma_1 + \sigma_2} + E\left(\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} - \frac{\sigma_2}{\sigma_1 + \sigma_2}\right) \exp.\left[-\frac{\sigma_1 + \sigma_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}\, t\right] \qquad [3]$$

$$E_2(t) = \frac{\sigma_1 E}{\sigma_1 + \sigma_2} - E\left(\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} - \frac{\sigma_2}{\sigma_1 + \sigma_2}\right) \exp.\left[-\frac{\sigma_1 + \sigma_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}\, t\right] \qquad [4]$$

Notiamo che $E_1(t)$ risulta rispettivamente decrescente, costante, o crescente nel tempo, a seconda si abbiano le condizioni:

$$\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} - \frac{\sigma_2}{\sigma_1 + \sigma_2} \gtreqless 0 \quad , \quad \varepsilon_2\, \sigma_1 \gtreqless \varepsilon_1\, \sigma_2 \; . \qquad [4']$$

In corrispondenza di questi tre casi, $E_2(t)$ è crescente, costante o decrescente nel tempo, sempre con una componente « indipendente dal tempo ».

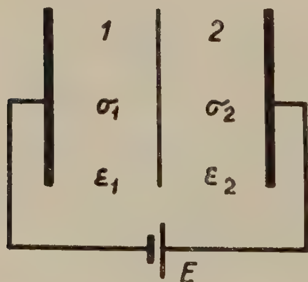


Fig. 1

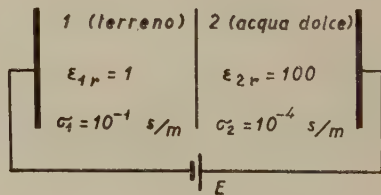


Fig. 2

In altri termini, poichè la carica elettrica alla superficie di separazione dei due mezzi a contatto nella « cella » è proporzionale a: $(\varepsilon_2\, \sigma_1 - \varepsilon_1\, \sigma_2)$, il cambiamento di segno di questa espressione comporta uno scambio tra crescenza e decrescenza dei campi $E_1(t)$, $E_2(t)$, scam-

bio che può d'altra parte avvenire semplicemente con quello della posizione reciproca dei due mezzi.

La densità di corrente che attraversa la cella coincide, a causa della sezione unitaria, con la corrente totale:

$$i(t) = \frac{\sigma_1 \sigma_2 E}{(\sigma_1 + \sigma_2)} + \frac{(\varepsilon_2 \sigma_1 - \sigma_1 \varepsilon_2)^2}{(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)^2 (\sigma_1 + \sigma_2)} \exp. \left[- \frac{\sigma_1 + \sigma_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} t \right] \qquad [4'']$$

ed è decrescente, col tempo, in ogni caso.

Precisate con i simboli $(\varepsilon_{1r}, \varepsilon_{2r})$ le permittività relative dei mezzi (1, 2), i vettori polarizzazione elettrica si deducono subito dai (c. e.), mediane le note relazioni:

$$P_1 = (\varepsilon_{1r} - 1) E_1 \quad , \quad P_2 = (\varepsilon_{2r} - 1) E_2 \ .$$

Dopo la brusca applicazione della f. e. m. (E) dunque, il mezzo [2], a minor conducibilità, si carica attraverso una resistenza elevata, quella del mezzo —1—, e il meccanismo inverso s'attua ovviamente nella scarica per cui il mezzo a minor conducibilità si scarica attraverso —1—. Un calcolo identico a quello qui fatto per la carica, mette appunto in evidenza un termine esponenziale nella corrente di scarica, ma, ripetiamo, i fenomeni sono ben più complessi nella realtà, e l'esperienza sembra fornire leggi non propriamente esponenziali.

Wagner ha schematizzato il mezzo dielettrico con una matrice $(\varepsilon_1 \sigma_1)$ contenente piccole sferule $(\varepsilon_2 \sigma_2)$. Si può ammettere, in tal caso, che la deformazione del campo prodotta nell'interno del mezzo [1] da una sferula del mezzo [2], sia indipendente (per la loro piccolezza), dalla presenza di altre sferule. Il risultato è che la corrente anormale è rappresentata anche qui da un esponenziale della forma:

$$\exp. (-t / T) \quad , \quad T = (2\,\varepsilon_1 + \varepsilon_2) / (2\,\sigma_1 + \sigma_2)$$

con potere induttore specifico del complesso:

$$\varepsilon = \varepsilon_1 \left(1 - 3\,p \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{2\,\varepsilon_1 + \varepsilon_2} \right)$$

(p) indicando il rapporto del volume delle sferule a quello totale. Nel caso che le sfere non siano identiche, ma corrispondenti ad un certo numero di sostanze diverse, Wagner trova che la corrente nel dielettrico dipende dalla Σ di più termini esponenziali, aventi ciascuno una costante di tempo corrispondente alle diverse sostanze.

α) Qualora la fase —1— è solida impermeabile con i parametri: ($\varepsilon_{1r} = 1$, $\sigma_1 = 10^{-1}$ S/m.), a contatto con una «fase d'acqua dolce» —2—: ($\varepsilon_{2r} = 100$, $\sigma_2 = 10^{-4}$ S/m.), (v. fig. 2) si avranno, nel sistema Giorgi, i seguenti campi:

$$E_1(t) = E\left[0{,}999 \cdot 10^{-3} + 0{,}9899 \text{ exp. } (-1{,}119 \cdot 10^8\, t)\right]$$

$$E_2(t) = E\left[0{,}999 - 0{,}9899 \text{ exp. } (-1{,}119 \cdot 10^8\, t)\right] .$$

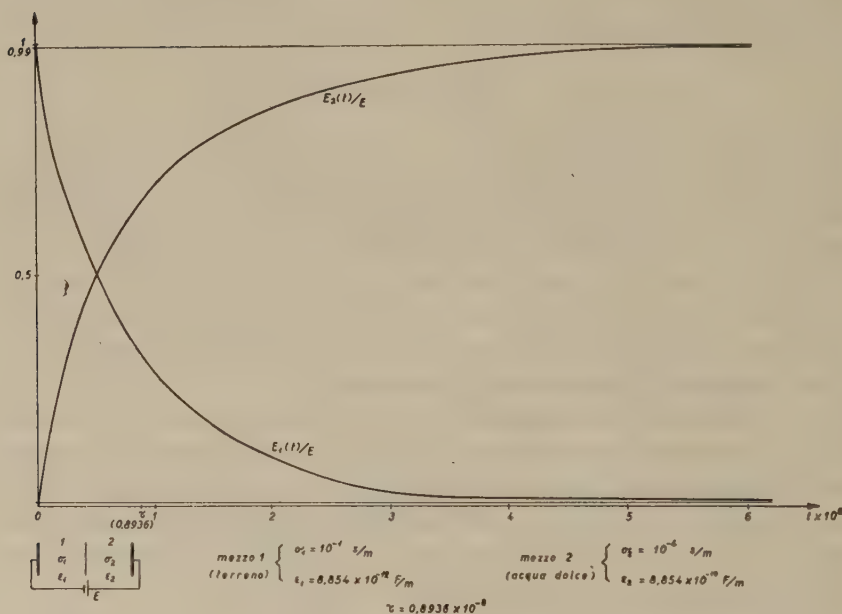


Fig. 3

La fig. 3 mostra che $E_1(t)$ decresce col tempo, da $E_1(o) = 0{,}9908\, E$, a $E_1(\infty) = 0{,}999 \cdot 10^{-3}\, E$ mentre $E_2(t)$, (campo relativo alla fase acqua dolce), cresce asintoticamente col tempo, da $E_2(0) = 0{,}0091\, E$, a: $E_2(\infty) = 0{,}999\, E$, con: $\varepsilon_2\, \sigma_1 - \varepsilon_1\, \sigma_2 = 8{,}854 \cdot 10^{-11} > 0$.

È bene rilevare l'entità relativa dei coefficienti delle [3], [4]:

$$\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} = 0{,}99 \quad , \quad \frac{\sigma_2}{\sigma_1 + \sigma_2} = 0{,}999 \cdot 10^{-3} \ ,$$

quindi la loro differenza: 0,9899 è dominata dal rapporto delle *costanti dielettriche*, e così dicasi per:

$$\frac{\sigma_1 + \sigma_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} = \frac{0,1001}{8,94 \cdot 10^{-10}} = 1,119 \cdot 10^8 .$$

Invertendo l'ordine dei due mezzi rispetto alla direzione del campo applicato, si scambiano tra di loro anche i campi, in modo che l'anda-

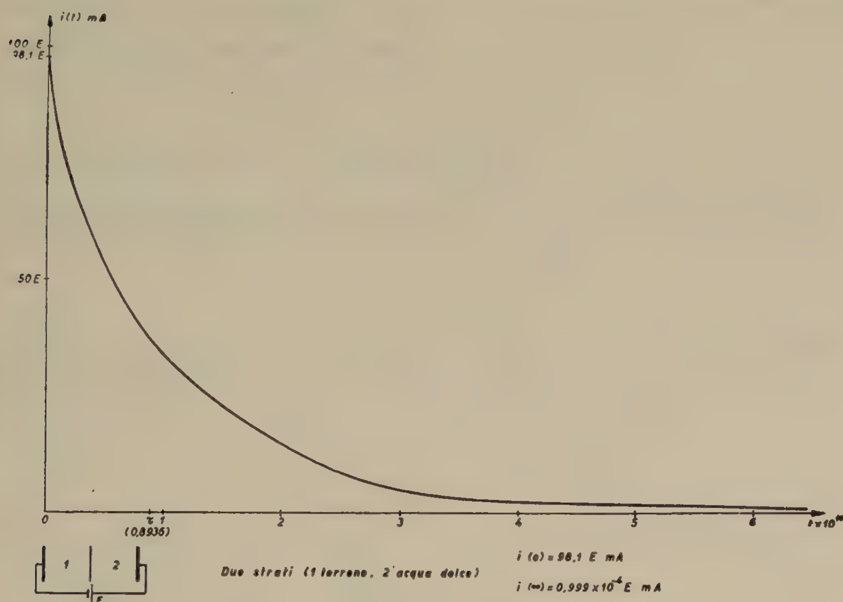


Fig. 4

mento caratteristico del campo nelle due plaghe rimane identico al caso precedente. Un rilievo importante è pure che mentre all'istante iniziale i due (c. e.) stanno tra loro in rapporto inverso alle permittività: $\frac{E_1(0)}{E_2(0)} = \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}$, (il fenomeno avviene cioè in modo puramente elettrostatico), per $t \to \infty$, i (c. e.) stanno tra loro in rapporto inverso alle conduttività: $\frac{E_1(\infty)}{E_2(\infty)} = \frac{\sigma_2}{\sigma_1}$.

La « corrente totale » (v. fig. 4) decrescente si calcola dalla [4″]:

$$i(t) = E\left[0,999 \cdot 10^{-4} + 0,0981 \quad \exp. \quad (-1,119 \cdot 10^8\, t)\right] \text{ Amp.} ,$$

e così i « vettori di polarizzazione »:

$$P_1 = (\varepsilon_{1r} - 1) = 0, \; P_2 = E_2 \left[98{,}901 - 98 \text{ exp. } (-1{,}119 \cdot 10^8\, t)\right] .$$

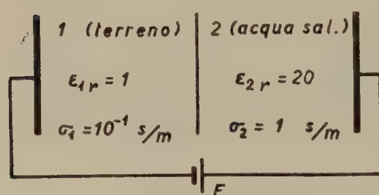


Fig. 5

β) Fermo restando il mezzo [1], sostituiamo alla « *fase d'acqua dolce* » una di « *acqua salata* », o di conduttore qualsiasi, i risultati saranno ben diversi dai precedenti. Nella fig. 5 si mostra una situazione del genere, benchè del tutto particolare, con: $(\varepsilon_{2r} = 10 \, , \sigma_2 = 1)$, inquanto:

$$\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} - \frac{\sigma_2}{\sigma_1 + \sigma_2} = 0 \; , \; E_1(t) = 0{,}909 \, E \; , \; E_2(t) = 0{,}0909 \, E \; ,$$

campi «costanti» nel tempo, ma con $E_1(t) \gg E_2(t)$, con profili in (fig. 6).

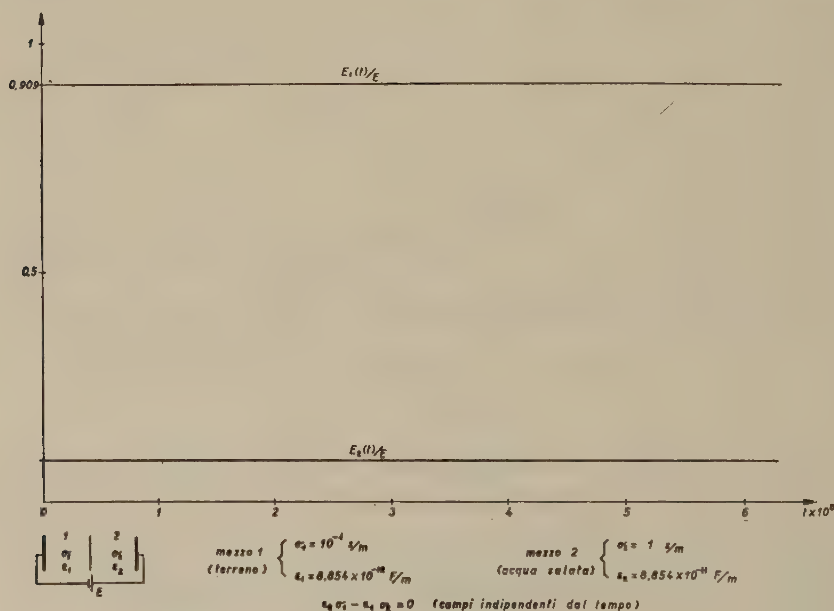


Fig. 6

Così la corrente totale risulta costante (v. fig. 7): $i(t) = 0{,}0909 \, E$, e i vettori di polarizzazione: $P_1 = o$, $P_2 = 9 \, E_2$. Ponendoci sempre nello stesso caso, ma in condizioni più generali, variando allora legger-

mente i parametri elettrici della *fase d'acqua salata* ($\varepsilon_{2r} = 20$, $\sigma_2 = 1$ S/m.) v. fig. 8; in modo che risulti ($\varepsilon_2 \sigma_1 - \varepsilon_1 \sigma_2 \neq o$), ossia:

$$\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} - \frac{\sigma_2}{\sigma_1 + \sigma_2} = 0{,}0433 \ ,$$

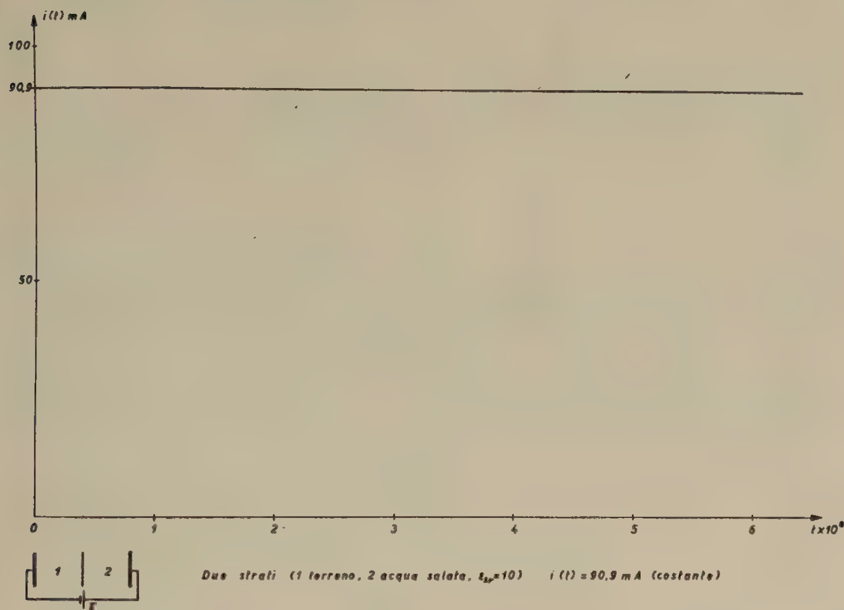


Fig. 7

si avrà (v. fig. 9):

$$E_1(t) = E\left[0{,}909 + 0{,}0433 \ \exp. \ (-0{,}621 \cdot 10^{10}\, t)\right]$$
$$E_2(t) = E\left[0{,}0909 - 0{,}0433 \ \exp. \ (-0{,}621 \cdot 10^{10}\, t)\right]$$
$$E_1(0) = 0{,}9523\, E \quad , \quad E_1(\infty) = 0{,}909\, E$$
$$E_2(0) = 0{,}0476\, E \quad , \quad E_2(\infty) = 0{,}0909\, E$$

Il c. e. $E_1(t)$ appare quasi costante, solo leggermente decrescente, $E_2(t)$ s'incrementerà anch'esso debolmente, in accordo coll'osservazione [4']: $\varepsilon_2 \sigma_1 - \varepsilon_1 \sigma_2 = 88{,}54 \cdot 10^{-11} > 0$; la « corrente » attraversante i mezzi e i (v. fig. 10), « vettori di polarizzazione » in tal caso saranno:

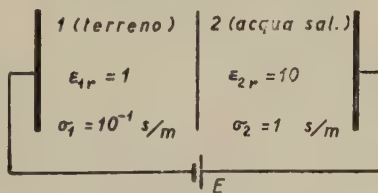


Fig. 8

$$i(t) = E\left[0{,}0909 + 0{,}002061 \ \exp. \ (-0{,}621 \cdot 10^{-10}\, t)\right], \ P_1 = 0 \ , \ P_2 = 19\, E_2 \ .$$

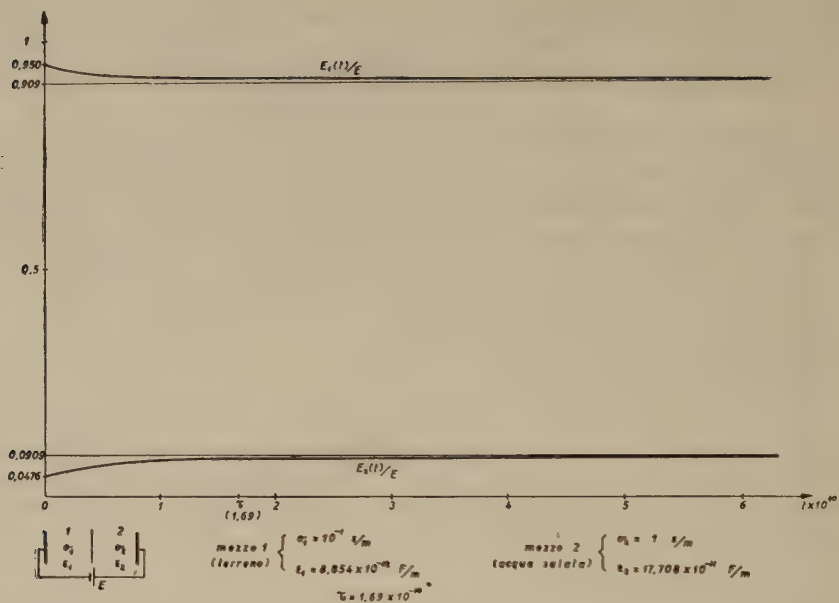

1
0,950
0,909
0.5
0,0909
0,0476
$E_1(t)/E$
$E_2(t)/E$
0
1
τ (1,69)
2
3
4
5
6
$t \times 10^{10}$
mezzo 1 (terreno)
$\sigma_1 = 10^{-1}$ S/m
$\varepsilon_1 = 8,854 \times 10^{-12}$ F/m
$\tau = 1,69 \times 10^{-10}$
mezzo 2 (acqua salata)
$\sigma_2 = 1$ S/m
$\varepsilon_2 = 17,708 \times 10^{-11}$ F/m
E

Fig. 9

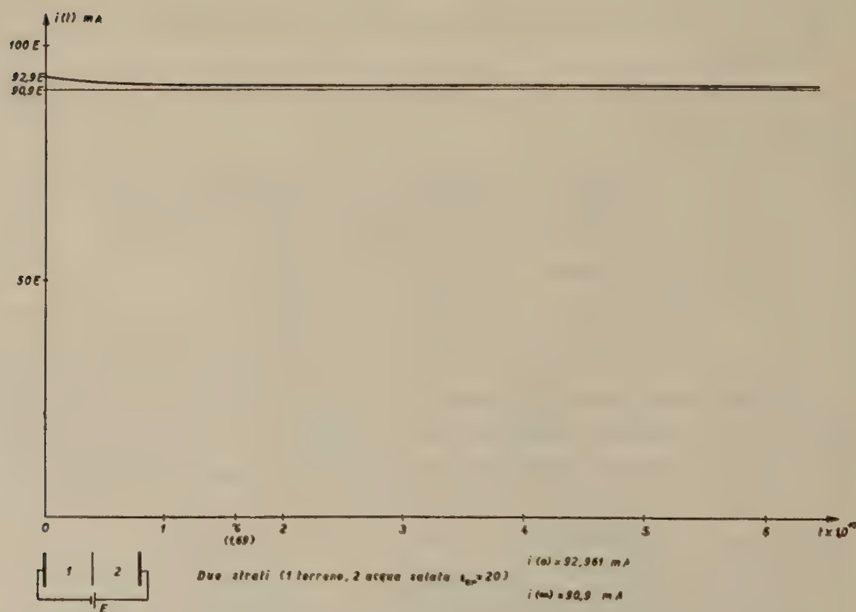

i(t) mA
100 E
92,9 E
90,9 E
50 E
0
1
τ (1,69)
2
3
4
5
6
$t \times 10^{10}$
Due strati (1 terreno, 2 acqua salata $\varepsilon_{2r} = 20$)
i (0) = 92,961 mA
i (∞) = 90,9 mA
E

Fig. 10

La scarica, togliendo bruscamente il campo d'eccitazione, non segnerà più un lento andamento di decrescenza col tempo, a partire dal distacco del (c. e.), come per l'acqua dolce (fig. 3), ma s'adeguerà rapidamente a zero conforme all'esperienza: (guizzo quasi verticale all'oscillografo dell'*elettrorelassametro*).

§ 2) La « cella elementare » risulti ora di tre mezzi: $(\varepsilon_1\,\sigma_2)$, $(\varepsilon_2\,\sigma_2)$, $(\varepsilon_3\,\sigma_3)$, spessori e superfici unitari, combacianti verticalmente in serie tra di loro, e con le superfici estreme interessate al solito da due superfici elettrodiche: (v. fig. 11). Si realizza con ciò un « modello d'equivalenza elettrica » più aderente del precedente alla reale consistenza d'un terreno acquicludo, per quanto necessariamente molto schematizzato.

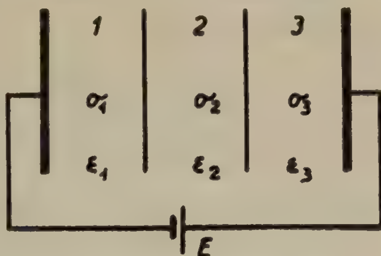


Fig. 11

Si applichi agli elettrodi, istantaneamente, una f. e. m. costante, e poichè la corrente attraverso i tre mezzi della « cella » è la stessa, si potranno scrivere le relazioni seguenti (tipo (*o*)):

$$\sigma_1 E_1 + \varepsilon_1 \frac{dE_1}{dt} = \sigma_2 E_2 + \varepsilon_2 \frac{dE_2}{dt} = \sigma_3 E_3 + \varepsilon_3 \frac{dE_3}{dt} \ , \ \text{ove: } E_1 \ , E_2 \ , E_3 \ ,$$

(c. e.) nell'interno dei mezzi, tali che:

$$E_1 + E_2 + E_3 = E \quad , \quad \frac{dE_1}{dt} + \frac{dE_2}{dt} + \frac{dE_3}{dt} = o \ ,$$

soddisfacenti il sistema delle tre equazioni indipendenti ricavabili dalle precedenti. Eliminando (E_3) tra la 1ª e la 3ª si avrà:

$$\begin{aligned} & E_3 = E - E_1 - E_2 \\ & \varepsilon_1 \frac{dE_1}{dt} - \varepsilon_2 \frac{dE_2}{dt} + \sigma_1 E_1 - \sigma_2 E_2 = 0 \qquad [5] \\ & (\varepsilon_1 + \varepsilon_3) \frac{dE_1}{dt} + \varepsilon_3 \frac{dE_2}{dt} + (\sigma_1 + \sigma_3) E_1 + \sigma_3 E_2 = \sigma_3 E \ . \end{aligned}$$

Il sistema omogeneo associato [5′] che s'identica con [5] ponendo $E = 0$ nella terza equazione, ammette soluzioni tipo $E_1 = \varrho_1 e^{at}$,

$E_2 = \varrho_2 e^{at}$, con $a_1 \varrho_1, \varrho_2$, costanti opportune, ϱ_1, ϱ_2, non entrambe nulle.

Sostituendo in [5′], dividendo per (e^{at}), e ordinando:

$$\begin{aligned} &(\varepsilon_1 a + \sigma_2)\,\varrho_1 - (\varepsilon_2 a + \sigma_2)\,\varrho_2 = 0 \\ &\left|(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)\,a + \sigma_1 + \sigma_3\right|\,\varrho_1 + (\varepsilon_3 a + \sigma_3)\,\varrho_2 = 0 \end{aligned} \qquad [6]$$

sistema lineare omogeneo in ϱ_1, ϱ_2, che ammette soluzioni non nulle se il determinante dei coefficienti della [6] è nullo, da cui l'equazione caratteristica:

$$\begin{aligned} &(\varepsilon_1 \varepsilon_2 + \varepsilon_1 \varepsilon_3 + \varepsilon_2 \varepsilon_3)\,a^2 + \left|\sigma_1 (\varepsilon_1 + \varepsilon_3) + \sigma_2 (\varepsilon_1 + \varepsilon_3) + \right. \\ &\left. + \sigma_3 (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)\right|\,a + \sigma_1 \sigma_2 + \sigma_1 \sigma_3 + \sigma_2 \sigma_3 = o\ , \end{aligned} \qquad [7]$$

che fornisce due valori di (a) cui corrispondono altrettanti sistemi indipendenti di integrali del sistema.

Supponiamo che le radici della [7] siano reali e distinte: esse sono negative, come si vede esaminando i coefficienti dell'equazione, indichiamole con $(-a_1)$, $(-a_2)$, $(a_1, a_2 > 0)$. In corrispondenza di questi due valori il sistema [6] diviene:

$$\left.\begin{aligned} &(\sigma_1 - \varepsilon_1 a_1)\,\varrho_1 - (\sigma_2 - \varepsilon_2 a_1)\,\varrho_2 = 0 \\ &\left|(\sigma_1 + \sigma_3) - (\varepsilon_1 + \varepsilon_3)\,a_1\right|\,\varrho_1 + (\sigma_3 - \varepsilon_3 a_1) = 0 \end{aligned}\right\} \quad [6']$$

$$\left.\begin{aligned} &(\sigma_1 - \varepsilon_1 a_2)\,\varrho_1 - (\sigma_2 - \varepsilon_2 a_2)\,\varrho_2 = 0 \\ &\left|(\sigma_1 + \sigma_3) - (\varepsilon_1 + \varepsilon_3)\,a_2\right|\,\varrho_1 + (\sigma_3 - \varepsilon_3 a_2) = 0 \end{aligned}\right\} \quad [6'']$$

Ciascuno di questi due sistemi ammette infinite soluzioni, che pos sono ottenersi risolvendo la prima equazione di ciascun sistema. Per il sistema [6′] otteniamo, dalla prima equazione: $\varrho_1 / (\sigma_2 - \varepsilon_2 a_1) = \varrho_2 / (\sigma_1 - \varepsilon_1 a_1)$, e possiamo assumere: $\varrho_1 = \sigma_2 - \varepsilon_2 a_1$, $\varrho_2 = \sigma_1 - \sigma_1 a_1$, cui corrisponde il sistema d'integrali:

$$E_{11} = (\sigma_2 - \varepsilon_2 a_1)\, e^{-a_1 t} \quad , \quad E_{21} = (\sigma_1 - \varepsilon_1 a_1)\, e^{-a_1 t}$$

per il sistema differenziale (5′).

Dal sistema [6″] si ha:

$$\varrho_1 / (\sigma_2 - \varepsilon_2 a_2) = \varrho_2 / (\sigma_1 - \varepsilon_1 a_2)\ ,\ \varrho_1 = \sigma_2 - \varepsilon_2 a_2\ ,\ \varrho_2 = \sigma_1 - \varepsilon_1 a_2$$

da cui si deduce il sistema di integrali:

$$E_{12} = (\sigma_2 - \varepsilon_2\, a_2)\, e^{-a_2 t} \quad , \quad E_{22} = (\sigma_1 - \varepsilon_1\, a_2)\, e^{-a_2 t} \ .$$

Allora l'integrale generale di [5′], si ottiene, dette C_1 e C_2 due costanti arbitrarie, ponendo:

$$E_1 = C_1\, E_{11} + C_2\, E_{12} \quad , \quad E_2 = C_1\, E_{21} + C_2\, E_{22} \ ,$$

cioè:

$$\left.\begin{aligned} E_1(t) &= C_1\,(\sigma_2 - \varepsilon_2\, a_1)\, e^{-a_1 t} + C_2\,(\sigma_2 - \varepsilon_2\, a_2)\, e^{-a_2 t} \\ E_2(t) &= C_1\,(\sigma_1 - \varepsilon_1\, a_1)\, e^{-a_1 t} + C_2\,(\sigma_1 - \varepsilon_1\, a_2)\, e^{-a_2 t} \ . \end{aligned}\right\} \qquad [8]$$

Per risolvere il sistema non omogeneo [5], basta osservare che il suo integrale generale si ottiene, aggiungendo all'integrale [8] del sistema omogeneo associato [5′], un qualunque integrale particolare di [5]. Osservando che i termini noti di [5] sono costanti, un'integrale particolare sarà dato da: $E_1 = h$, $E_2 = K$, con h, K, opportune costanti. Sostituendo in [5] si deduce:

$$\sigma_1\, h = \sigma_2\, K \quad , \quad (\sigma_1 + \sigma_3)\, h + \sigma_3\, K = \sigma_3\, E \ ,$$

da cui:

$$h = \frac{\sigma_2\, \sigma_3\, E}{\sigma_1\, \sigma_2 + \sigma_1\, \sigma_3 + \sigma_2\, \sigma_3} \quad , \quad K = \frac{\sigma_1\, \sigma_3\, E}{\sigma_1\, \sigma_2 + \sigma_1\, \sigma_3 + \sigma_3\, \sigma_3} \ .$$

Di conseguenza l'integrale generale di [5] si scrive:

$$E_1(t) = \frac{\sigma_2\, \sigma_3\, E}{\sigma_1 \sigma_2 + \sigma_1 \sigma_3 + \sigma_2 a_3} + C_1\,(\sigma_2 - \varepsilon_2\, a_1)\, e^{-a_1 t} + C_2\,(\sigma_2 - \varepsilon_2\, a_2)\, e^{-a_2 t}$$

$$E_2(t) = \frac{\sigma_1\, \sigma_2\, E}{\sigma_1 \sigma_2 + \sigma_1 \sigma_3 + \sigma_2 \sigma_3} + C_1\,(\sigma_1 - \varepsilon_1\, a_1)\, e^{-a_1 t} + C_2\,(\sigma_1 - \varepsilon_1\, a_2)\, e^{-a_2 t}$$

$$\begin{aligned} E_3(t) = \frac{\sigma_1\, \sigma_2\, E}{\sigma_1 \sigma_2 + \sigma_1 \sigma_3 + \sigma_2 \sigma_3} &- C_1 \left[(\sigma_1 + \sigma_2) - (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)\, a_1\right] e^{-a_1 t} - \\ &- C_2 \left[(\sigma_1 + \sigma_2) - (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)\, a_2\right] e^{-a_2 t} \ . \end{aligned}$$

Per determinare le costanti C_1 e C_2 osserviamo che all'istante $(t = o)$:

$$\varepsilon_1\, E_1(o) = \varepsilon_2\, E_2(o) = \varepsilon_3\, E_3(o) \quad , \quad E_1(o) + E_2(o) + E_3(o) = E \ ,$$

da cui:

$$E_1(o) = \frac{\varepsilon_2\,\varepsilon_3\,E}{\varepsilon_1\,\varepsilon_2 + \varepsilon_1\,\varepsilon_3 + \varepsilon_2\,\varepsilon_3}\;, \quad E_2(o) = \frac{\varepsilon_1\,\varepsilon_3\,E}{\varepsilon_1\,\varepsilon_2 + \varepsilon_1\,\varepsilon_3 + \varepsilon_2\,\varepsilon_3}\;,$$

$$E_3(o) = \frac{\varepsilon_1\,\varepsilon_2\,E}{\varepsilon_1\,\varepsilon_2 + \varepsilon_2\,\varepsilon_3 + \varepsilon_2\,\varepsilon_3}\;.$$

Tenendo conto delle due prime condizioni (la 3ª è conseguenza di esse):

$$E_1(o) = \frac{\sigma_2\,\sigma_3\,E}{\sigma_1\,\sigma_2 + \sigma_1\,\sigma_3 + \sigma_2\,\sigma_3} + C_1(\sigma_2 - \varepsilon_2\,a_1) + C_2(\sigma_2 - \varepsilon_2\,a_2) =$$
$$= \frac{\varepsilon_2\,\varepsilon_3\,E}{\varepsilon_1\,\varepsilon_2 + \varepsilon_1\,\varepsilon_3 + \varepsilon_2\,\varepsilon_3}$$

$$E_2(o) = \frac{\sigma_1\,\sigma_3\,E}{\sigma_1\,\sigma_2 + \sigma_1\,\sigma_3 + \sigma_2\,\sigma_3} + C_1(\sigma_1 - \varepsilon_1\,a_1) + C_2(\sigma_1 - \varepsilon_1\,a_2) =$$
$$= \frac{\varepsilon_1\,\varepsilon_2\,E}{\varepsilon_1\,\varepsilon_2 + \varepsilon_1\,\varepsilon_3 + \varepsilon_2\,\varepsilon_3}$$

da cui:

$$\left.\begin{aligned} &C_1(\sigma_2 - \varepsilon_2\,a_1) + C_2(\sigma_2 - \varepsilon_2\,a_2) = \\ &= E\left|\frac{\varepsilon_2\,\varepsilon_3}{\varepsilon_1\,\varepsilon_2 + \varepsilon_1\,\varepsilon_3 + \varepsilon_2\,\varepsilon_3} - \frac{\sigma_2\,\sigma_3}{\sigma_1\,\sigma_2 + \sigma_1\,\sigma_3 + \sigma_2\,\sigma_3}\right| \\ &C_1(\sigma_1 - \varepsilon_1\,a_1) + C_2(\sigma_1 - \varepsilon_1\,a_2) = \\ &= E\left|\frac{\varepsilon_1\,\varepsilon_3}{\varepsilon_1\,\varepsilon_2 + \varepsilon_1\,\varepsilon_3 + \varepsilon_2\,\varepsilon_3} - \frac{\sigma_1\,\sigma_3}{\sigma_1\,\sigma_2 + \sigma_1\,\sigma_3 + \sigma_2\,\sigma_3}\right|. \end{aligned}\right\} \quad [9]$$

Il determinante dei coefficienti di [9] è: $(\sigma_1\,\varepsilon_2 - \sigma_2\,\varepsilon_1) \cdot (a_2 - a_1)$, quindi:

$$C_1 = \frac{E}{a_2 - a_1}\left|\frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_1\,\varepsilon_2 + \varepsilon_1\,\varepsilon_3 + \varepsilon_2\,\varepsilon_3} - \frac{\sigma_3\,a_2}{\sigma_1\,\sigma_2 + \sigma_1\,\sigma_3 + \sigma_2\,\sigma_3}\right|$$

$$C_2 = \frac{E}{a_1 - a_2}\left[\frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_1\,\varepsilon_3 + \varepsilon_1\,\varepsilon_3 + \varepsilon_2\,\varepsilon_3} - \frac{\sigma_3\,a_1}{\sigma_1\,\sigma_2 + \sigma_1\,\sigma_3 + \sigma_2\,\sigma_3}\right],$$

$$E_1(t) = \frac{\sigma_2 \sigma_3 E}{\sigma_1 \sigma_2 + \sigma_1 \sigma_3 + \sigma_2 \sigma_3} + \frac{E}{a_2 - a_1} \left(\frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_1 \varepsilon_2 + \varepsilon_1 \varepsilon_3 + \varepsilon_2 \varepsilon_3} - \right.$$

$$\left. - \frac{\sigma_3 a_2}{\sigma_1 \sigma_2 + \sigma_1 \sigma_3 + \sigma_2 \sigma_3} \right) (\sigma_2 - \varepsilon_2 a_1)\, e^{-a t_1} +$$

$$+ \frac{E}{a_1 - a_2} \left(\frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_1 \varepsilon_2 + \varepsilon_1 \varepsilon_3 + \varepsilon_2 \varepsilon_3} - \right.$$

$$\left. - \frac{\sigma_3 a_1}{\sigma_1 \sigma_2 + \sigma_1 \sigma_3 + \sigma_2 \sigma_3} \right) (\sigma_2 - \varepsilon_2 a_2)\, e^{-a_2 t}$$

$$E_2(t) = \frac{\sigma_1 \sigma_3 E}{\sigma_1 \sigma_2 + \sigma_1 \sigma_3 + \sigma_2 \sigma_3} + \frac{E}{a_2 - a_1} \left(\frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_1 \varepsilon_2 + \varepsilon_1 \varepsilon_3 + \varepsilon_2 \varepsilon_3} - \right.$$

$$\left. - \frac{\sigma_3 a_2}{\sigma_1 \sigma_2 + \sigma_1 \sigma_3 + \sigma_2 \sigma_3} \right) (\sigma_1 - \varepsilon_1 a_1)\, e^{-a_1 t} +$$

$$+ \frac{E}{a_1 - a_2} \left(\frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_1 \varepsilon_2 + \varepsilon_1 \varepsilon_3 + \varepsilon_2 \varepsilon_3} - \right.$$

$$\left. - \frac{\sigma_3 a_1}{\sigma_1 \sigma_2 + \sigma_1 \sigma_3 + \sigma_2 \sigma_3} \right) (\sigma_1 - \varepsilon_1 a_2)\, e^{-a_2 t}$$

$$E_3(t) = \frac{\sigma_1 \sigma_2 E}{\sigma_1 \sigma_2 + \sigma_1 \sigma_3 + \sigma_2 \sigma_3} - \frac{E}{a_2 - a_1} \left(\frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_1 \varepsilon_2 + \varepsilon_1 \varepsilon_3 + \varepsilon_2 \varepsilon_3} - \right.$$

$$\left. - \frac{\sigma_3 a_2}{\sigma_1 \sigma_2 + \sigma_1 \sigma_3 + \sigma_2 \sigma_3} \right) [\sigma_1 + \sigma_2 - (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)\, a_1]\, e^{-a_1 t} -$$

$$- \frac{E}{a_1 - a_2} \left(\frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_1 \varepsilon_2 + \varepsilon_1 \varepsilon_3 + \varepsilon_2 \varepsilon_3} - \right.$$

$$\left. - \frac{\sigma_3 a_1}{\sigma_1 \sigma_2 + \sigma_1 \sigma_3 + \sigma_2 \sigma_3} \right) [\sigma_1 + \sigma_2 - (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)\, a_2]\, e^{-a_2 t} .$$

La corrente totale che attraversa i tre mezzi è perciò:

$$i(t) = E \frac{\sigma_1 \sigma_2 \sigma_3}{\sigma_1 \sigma_2 + \sigma_1 \sigma_3 + \sigma_2 \sigma_3} +$$

$$+ \frac{E}{a_2 - a_1} \left[(\sigma_1 - \varepsilon_1 a_1)(\sigma_2 - \varepsilon_2 a_1) \left(\frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_1 \varepsilon_2 + \varepsilon_1 \varepsilon_3 + \varepsilon_2 \varepsilon_3} - \right.\right.$$

$$\left. - \frac{\sigma_1 a_2}{\sigma_1 \sigma_2 + \sigma_1 \sigma_3 + \sigma_2 \sigma_3} \right) e^{-a_1 t} -$$

$$\left. - (\sigma_1 - \varepsilon_1 a_2)(\sigma_2 - \varepsilon_2 a_2) \left(\frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_1 \varepsilon_2 + \varepsilon_1 \varepsilon_3 + \varepsilon_2 \varepsilon_3} - \frac{\sigma_3 a_1}{\sigma_1 \sigma_2 + \sigma_1 \sigma_3 + \sigma_2 \sigma_3} \right) e^{-a_2 t} \right],$$

e i vettori di polarizzazione si scriveranno:

$$P_1 = (\varepsilon_{1r} - 1)\, E_1,\ P_2 = (\varepsilon_{2r} - 1)\, E_2,\ P_3 = (\varepsilon_{3r} - 1)\, E_3$$

α) Applichiamo quanto sopra a qualche situazione spesso ricorrente nel terreno: *due strati argillosi uguali, impermeabili, racchiudenti una fase d'acqua dolce*: (v. fig. 12); con i seguenti parametri: $\varepsilon_1^r = \varepsilon_{3r} = 1$, $\sigma_1 = \sigma_3 = 10^{-1}\, S/m.$, $\varepsilon_{2r} = 100$, $\sigma_2 = 10^{-4}\, S/m$: le permittività assolute saranno: $\varepsilon_1 = \varepsilon_3 = 8{,}854 \cdot 10^{-12}\, F/m$; $\varepsilon_2 = 8{,}854 \cdot 10^{-10}\, F/m.$

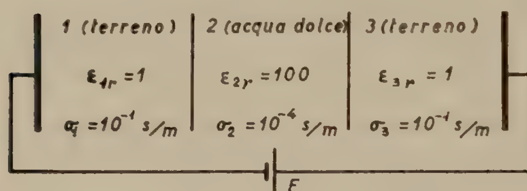


Fig. 12

La [7] diviene: $1{,}575 \cdot 10^{-20} \alpha^2 + 1{,}788 \cdot 10^{-10} \alpha + 1{,}002 \cdot 10^{-2} = 0$, il cui discriminante positivo vale $\Delta = 313{,}3818 \cdot 10^{-22}$; da cui, successivamente: $\alpha_1 = +\,5 \cdot 71 \cdot 10^7$, $\alpha_2 = +\,1{,}129 \cdot 10^{10}$, $C_1 = -\,9{,}98\, E$, $C_2 = 6{,}995 \cdot 10^{-4}\, E$. Anche qui vogliamo notare il « *peso relativo* » dei vari coefficienti (di permittività e conduttività):

$$\frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_1 \varepsilon_2 + \varepsilon_1 \varepsilon_3 + \varepsilon_2 \varepsilon_3} = 5{,}62 \cdot 10^8 ; \quad \frac{\sigma_3\, \alpha_2}{\sigma_1 \sigma_2 + \sigma_1 \sigma_3 + \sigma_2 \sigma_3} = 11{,}267 \cdot 10^{10} ;$$

$$\frac{\sigma_3\, \alpha_1}{\sigma_1 \sigma_3 + \sigma_1 \sigma_3 + \sigma_2 \sigma_3} = 56{,}99 \cdot 10^7$$

$$E_1(t) = E \left[0{,}998 \cdot 10^{-3} + 0{,}5035\, e^{-5{,}7 \cdot 10^7 t} - 0{,}699 . 10^{-2}\, e^{-1{,}128 \cdot 10^{10} t}\right],$$

$$E_2(t) = E \left[0{,}998 - 0{,}9929\, e^{-5{,}7 \cdot 10^7 t} + 2{,}682 . 10^{-8}\, e^{-1{,}129 \cdot 10^{10} t}\right],$$

$$E_3(t) = E \left[1{,}002 \cdot 10^{-3} + 0{,}4849\, e^{-5{,}7 \cdot 10^7 t} - 0{,}699 . 10^{-2}\, e^{-1{,}129 \cdot 10^{10} t}\right],$$

$$E_3(t) = E - E_1(t) - E_2(t).$$

Per quanto riguarda lo studio delle tre funzioni trovate, notiamo che possono trascurarsi i termini contenenti ($e^{-1{,}129 \cdot 10^{10} t}$), tenendo conto della relativa piccolezza dei loro coefficienti, e di quella della « costante di tempo », (dell'ordine di 10^{-10} sec.), in confronto a quelli contenenti l'altro esponenziale.

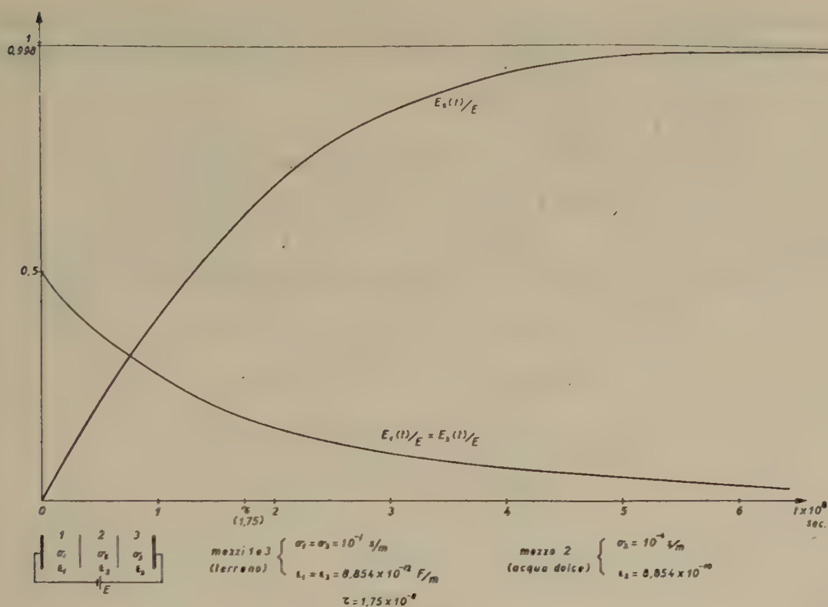

1
0,998
0,5
$E_2(t)/E$
$E_1(t)/E = E_3(t)/E$
0
1
τ (1,75)
2
3
4
5
6
t x 10⁸ sec.
1 2 3
σ_1 σ_2 σ_3
ε_1 ε_2 ε_3
E
mezzi 1 e 3 (terreno)
$\sigma_1 = \sigma_3 = 10^{-1}$ s/m
$\varepsilon_1 = \varepsilon_3 = 8{,}854 \times 10^{-12}$ F/m
mezzo 2 (acqua dolce)
$\sigma_2 = 10^{-4}$ s/m
$\varepsilon_2 = 8{,}854 \times 10^{-10}$
$\tau = 1{,}75 \times 10^{-8}$

Fig. 13

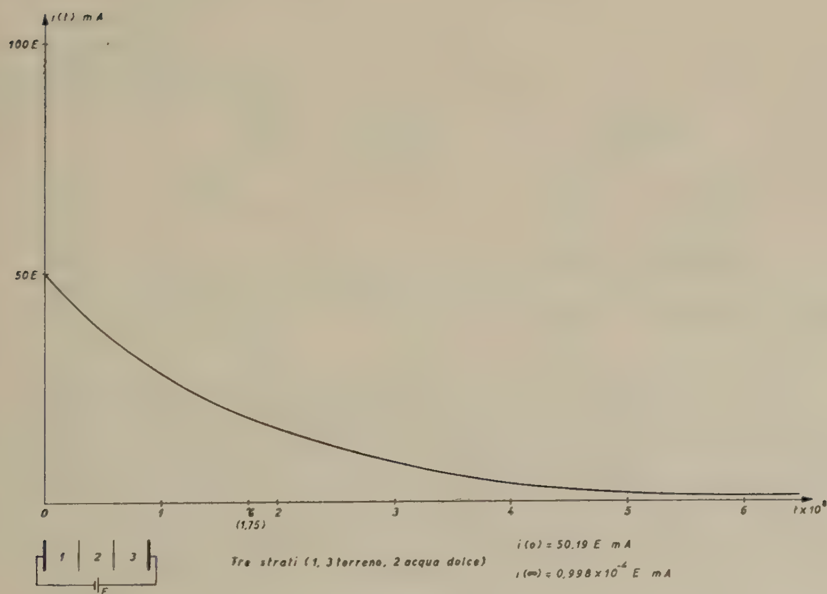

i(t) mA
100 E
50 E
0
1
τ (1,75)
2
3
4
5
6
t x 10⁸
1 2 3
E
Tre strati (1, 3 terreno, 2 acqua dolce)
$i(o) = 50.19$ E mA
$i(\infty) = 0{,}998 \times 10^{-4}$ E mA

Fig. 14

Risulta che questi valori approssimati, $E_1(t)$, $E_3(t)$, sono sempre decrescenti nel tempo, $E_2(t)$ crescente, (v. fig. 13), con i valori estremi:

$$E_1(0) = 0{,}50545\,E \qquad E_1(\infty) = 0{,}998 . 10^{-3}\,E$$
$$E_2(0) = 0{,}00509\,E \qquad E_2(\infty) = 0{,}998\,E$$
$$E_3(0) = 0{,}4904\quad E \qquad E_3(\infty) = 1{,}002 . 10^{-3}\,E$$

Per la corrente totale (fig. 14), e i vettori di polarizzazione si ha:

$$i(t) = E\,(0{,}998 \cdot 10^{-4} + 0{,}0501\, e^{-5{,}71 \cdot 10^{10} t} -$$
$$- 2{,}3684 \cdot 10^{-9}\, e^{-1{,}129 \cdot 10^{10} t}) \text{ Amp.}$$

$$P_1 = P_3 = 0,\ P_2 = 99\,E_2 = E\,(98{,}8 - 98{,}298\, e^{-5{,}71 \cdot 10^{-7} t} +$$
$$+ 2{,}6549 . 10^{-6}\, e^{-1{,}129 \cdot 10^{10} t})$$

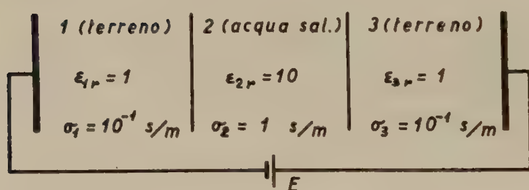


Fig. 15

β) Gli stessi terreni esterni racchiudino ora una fase di « acqua salata », (v. fig. 15), ($\varepsilon_{1r} = \varepsilon_{3r} = 1$, $\sigma_1 = \sigma_3 = 10^{-1}$ S/m., $\varepsilon_{2r} = 10$, $\sigma_2 = 10^{-4}$ S/m.).

L'equazione caratteristica, il cui discriminante è: $\Delta : 0{,}218^{-24}$, dà: $\alpha_1 = 1{,}1151 \cdot 10^{21}$, $\alpha_2 = 1{,}1434 \cdot 10^{10}$, da cui: $C_1 = -0{,}2261\,E$, $C_2 = -0{,}2508\,E$, e infine:

$$E_1(t) = E\left|0{,}4761 - 0{,}2871 \cdot 10^{-2}\, e^{-1{,}1151 \cdot 01^{10} t} + 0{,}3059 \cdot 10^{-2}\, e^{-1{,}1434 \cdot 10^{10} t}\right|$$

$$E_2(t) = E\left|0{,}04761 - 0{,}2871 \cdot 10^{-3}\, e^{-1{,}1151 \cdot 10^{10} t} + 0{,}3059 \cdot 10^{-3}\, e^{-1{,}1434 \cdot 10^{10} t}\right|$$

$$E_3(t) = E\left|0{,}47629 - 0{,}3158 \cdot 10^{-2}\, e^{-1{,}1151 \cdot 10^{10} t} - 0{,}3364 \cdot 10^{-2}\, e^{-1{,}1434 \cdot 10^{10} t}\right|$$

In tali (c. e.) possiamo, in 1ª approssimazione, trascurare i termini esponenziali, che hanno coefficienti piccolissimi in confronto ai termini indipendenti dal tempo, e tendono a zero molto rapidamente a causa della piccolezza delle costanti di tempo ($\sim 10^{-10}$ sec.). Ne segue che, in questo ordine d'approssimazione, $E_1(t)$, $E_2(t)$, $E_3(t)$, (v. fig. 16); possono considerarsi costanti ed uguali a:

$$E_1(t) \sim 0{,}4761\,E,\quad E_2(t) \sim 0{,}04761,\quad E_3(t) = 0{,}4762\,E$$

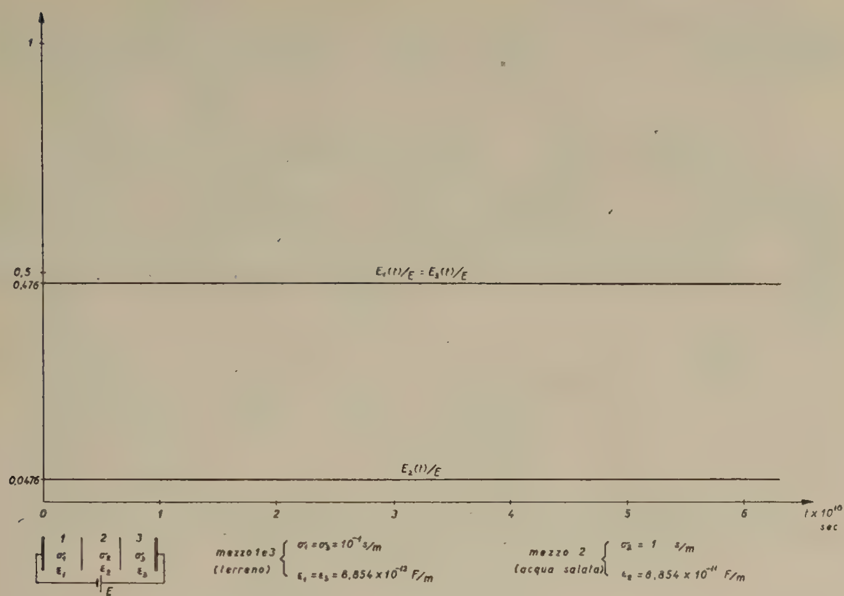

1
0,5
0,476
0,0476
E₁(t)/E = E₃(t)/E
E₂(t)/E
0
1
2
3
4
5
6
t x 10¹⁰ sec
mezzo 1 e 3 (terreno)
σ₁ = σ₃ = 10⁻⁴ s/m
ε₁ = ε₃ = 8,854 x 10⁻¹² F/m
mezzo 2 (acqua salata)
σ₂ = 1 s/m
ε₂ = 8,854 x 10⁻¹¹ F/m
E

Fig. 16

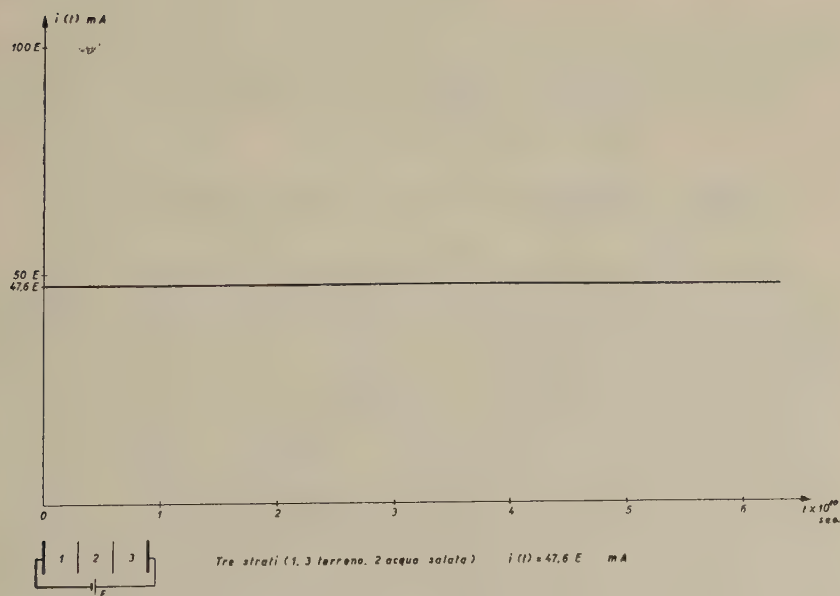

i (t) mA
100 E
50 E
47,6 E
0
1
2
3
4
5
6
t x 10¹⁰ sec
1
2
3
E
Tre strati (1, 3 terreno, 2 acqua salata)
i (t) = 47,6 E mA

Fig. 17

La corrente totale costante (v. fig. 17): $i\,(t) = 0{,}0476\ E$, i vettori di polarizzazione: $P_1 = P_3 = 0$, $P_2 = 9\ E_2 = 0{,}42849\ E$. L'effetto dei tempi di « relassazione », togliendo subito il campo E, praticamente è nullo.

γ) Consideriamo infine il caso di (n) mezzi verticali combacianti in serie come i precedenti, spessori e superfici unitarie, con (f.e.m.) continua E applicabile alle facce estreme, per cui si stabilisce una corrente uguale in tutti mezzi. Detti $E_1, E_2, \ldots E_n$, i (c.e.) nell'interno di ciascun mezzo, caratterizzato da: $(\sigma_1\,\varepsilon_1) \ldots (\sigma_n\,\varepsilon_n)$, ne seguono le $(n - 1)$ equazioni:

$$\sigma_1 E_1 + \varepsilon_1 \frac{dE_1}{dt} = \sigma_2 E_2 + \varepsilon_2 \frac{dE_2}{dt} = \ldots \qquad = \sigma_n E_n + \varepsilon_n \frac{dE_n}{dt}, \text{ con:}$$

$$E_1 + E_2 + \ldots E_n = E, \frac{dE_1}{dt} + \frac{dE_2}{dt} + \ldots \qquad + \frac{dE_n}{dt} = 0,$$

e quindi si ha il seguente sistema d'equazioni:

$$\sigma_1 E_1 + \varepsilon_1 \frac{dE_1}{dt} = \sigma_2 E_2 + \varepsilon_2 \frac{dE_2}{dt}$$

$$\sigma_1 E_1 + \varepsilon_1 \frac{dE_1}{dt} = \sigma_3 E_3 + \varepsilon_3 \frac{dE_3}{dt}$$

$$\cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot$$

$$\sigma_1 E_1 + \varepsilon_1 \frac{dE_1}{dt} = \sigma_n E_n + \varepsilon_n \frac{dE_n}{dt}$$

$$E_1 + E_2 + \ldots + E_n = E$$

Eliminando (E_n) nelle ultime due equazioni, si ottiene:

$$\sigma_1 E_1 + \varepsilon_1 \frac{dE_1}{dt} = \sigma_2 E_2 + \varepsilon_2 \frac{dE_2}{dt}, \quad \sigma_1 E_1 + \varepsilon_1 \frac{dE_1}{dt} = \sigma_3 E_3 + \varepsilon_3 \frac{dE_3}{dt},$$

$$\cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot$$

$$\sigma_1 E_1 + \varepsilon_1 \frac{dE_1}{dt} = \sigma_{n-1} E_{n-1} + \varepsilon_{n-1} \frac{dE_{n-1}}{dt}$$

$$\sigma_1 E_1 + \varepsilon_1 \frac{dE_1}{dt} = \sigma_n (E - E_1 - E_2 - \ldots - E_{n-1}) -$$

$$- \varepsilon_n \left(\frac{dE_1}{dt} + \frac{dE_2}{dt} + \ldots + \frac{E\,d_{n-1}}{dt} \right)$$

$$E_n = E - E_1 - E_2 - \ldots - E_{n-1} .$$

Considerando il sistema formato dalle prime $(n-1)$ equazioni che si può scrivere:

$$\varepsilon_1 \frac{dE_1}{dt} - \varepsilon_2 \frac{dE_2}{dt} + \sigma_1 E_1 - \sigma_2 E_2 = 0$$

$$\varepsilon_1 \frac{dE_1}{dt} - \varepsilon_3 \frac{dE_3}{dt} + \sigma_1 E_1 - \sigma_3 E_3 = 0$$

. . . .

$$\varepsilon_1 \frac{dE_1}{dt} - \varepsilon_{n-1} \frac{dE_{n-1}}{dt} + \sigma_1 E_1 - \sigma_{n-1} E_{n-1} = 0$$

$$(\varepsilon_1 + \varepsilon_2) \frac{dE_1}{dt} + \varepsilon_n \frac{dE_2}{dt} + \ldots + \varepsilon_n \frac{dE_{n-1}}{dt} + (\sigma_1 + \sigma_n) E_1 + + \sigma_n E_2 + \ldots + \sigma_n E_{n-1} = \sigma_n E \;,$$

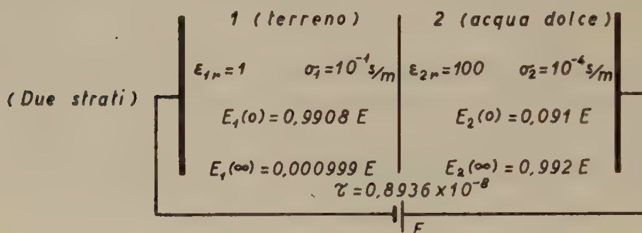
possiamo ricavare $E_1(t)$, $E_2(t)$, ..., $E_{n-1}(t)$, e mediante la relazione: $E_n(t) = E - E_1(t) - E_2(t) - \ldots\ldots - E_{n-1}(t)$, s'otterrà il campo $E_n(t)$ in funzione del tempo, di E, delle (ε), (σ).

Non svilupperemo i pesanti calcoli che non dicono nulla di sostanzialmente diverso da quanto già trovato per due o tre mezzi. Basterà accennare che per l'integrazione del sistema omogeneo associato al precedente sistema differenziale, occorre ricercare integrali del tipo:

$$E_1(t) = \varrho_1 e^{at} \;, \quad E_2(t) = \varrho_2 e^{at} \;, \ldots, \quad E_{n-1}(t) = \varrho_{n-1} e^{at}$$

con $\varrho_1 \varrho_2 \cdots \varrho_{n-1}$, α, costanti opportune, $\varrho_1 \varrho_1 \cdots \varrho_{n-1}$ non tutte nulle, (α) è una qualunque delle radici di una certa equazione algebrica di grado $(n-1)$, (equazione caratteristica del sistema). Se questa equazione ammette $(n-1)$ radici distinte, in corrispondenza di ciascuna di esse la posizione precedente fornirà un sistema d'integrali, combinando linearmente con coefficienti arbitrari gli $(n-1)$ sistemi risultanti si otterrà l'integrale generale del sistema differenziale omogeneo. Per integrare il sistema non omogeneo, basterà aggiungere a ciascuna funzione dell'integrale generale del sistema omogeneo, un'opportuna costante, la cui deduzione comporta la risoluzione di un sistema di $(n-1)$ equazioni lineari nelle $(n-1)$ costanti.

Tabella I° (terreno. $\varepsilon_{1r}=1$, $\sigma_1 = 10^{-1}$ s/m . acqua dolce)



(Vedi fig. 3)

(terreno 1 = terreno 3 : $\varepsilon_{1r}=1$, $\sigma_1=10^{-1}$ s/m . acqua dolce)

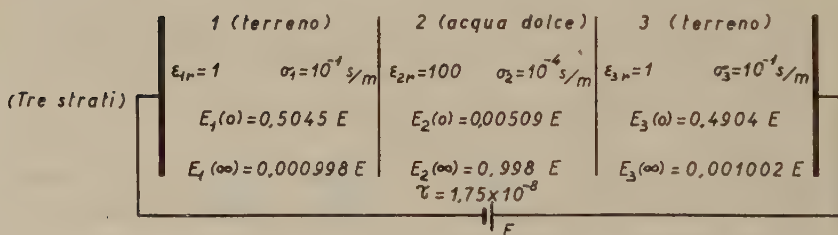
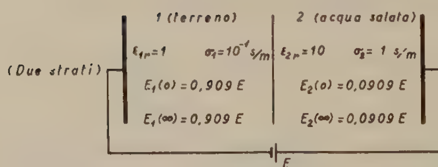
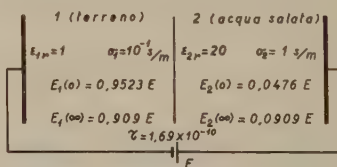


Tabella II° (terreno : $\varepsilon_{1r}=1$, $\sigma_1=10^{-1}$ s/m : acqua salata: $\varepsilon_{2r}=10$; $\varepsilon_{2r}=20$, $\sigma_2=1$ s/m)

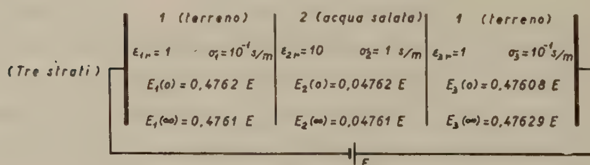


(Vedi fig. 6)



(Vedi fig. 9)

(terreno 1 = terreno 3 : $\varepsilon_{1r}=1$, $\sigma_1=10^{-1}$ s/m ; acqua salata, $\varepsilon_{2r}=10$, $\sigma_2=1$ s/m)



(Vedi fig. 16)

Per il calcolo effettivo basta sostituire nel sistema differenziale non omogeneo: $E_1 = \bar{E}_1 , E_2 = \bar{E}_2 , \ldots E_{n-1} = \bar{E}_{n-1}$, con cui si ottengono le relazioni:

$$\bar{E}_2 = \frac{\sigma_1}{\sigma_2} \bar{E}_1 \; ; \; \bar{E}_3 = \frac{\sigma_1}{\sigma_3} \bar{E}_1 \; ; \; \ldots \; ; \; \bar{E}_{n-1} = \frac{\sigma_1}{\sigma_{n-1}} \bar{E}_1 \; ;$$

$$\left(1 + \frac{\sigma_1}{\sigma_2} + \frac{\sigma_1}{\sigma_3} + \ldots\ldots + \frac{\sigma_1}{\sigma_n}\right) \bar{E}_1 = E \; ,$$

da cui il termine generico (ricordando che: $\bar{E}_1 + \bar{E}_2 + \ldots\ldots + \bar{E}_n = E$):

$$\bar{E}_{n-1} = \frac{\sigma_1 \sigma_2 \ldots \sigma_{n-2} \sigma_{n-1} E}{\sigma_1 \sigma_2 \ldots \sigma_{n-1} + \sigma_1 \sigma_3 \ldots \sigma_{n-1} \sigma_n + \sigma_1 \sigma_2 \ldots \sigma_{n-2} \sigma_n + \sigma_2 \sigma_3 \ldots \sigma_{n-1} \sigma_n} \, .$$

Possiamo inoltre facilmente calcolare i valori iniziali ($t = 0$):

$$E_1 (o) \quad , \quad E_2 (o) \ldots E_n (o) \; ,$$

ricordando che:

$$\varepsilon_1 E_1 (o) = \varepsilon_2 E_2 (o) = \ldots = \varepsilon_n E_n (o), \; E_1 (o) + E_2 (o) + \ldots + E_n (o) = E \; .$$

Queste relazioni conducono ad un sistema lineare identico a quello trovato per il calcolo di $\bar{E}_1 , \bar{E}_2 , \ldots \bar{E}_n$ con l'unica differenza che al posto delle σ figurano le ε, le soluzioni saranno quindi, (riportando il termine generico):

$$E_n (o) = \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2 \ldots \varepsilon_{n-2} \varepsilon_{n-1} E}{\varepsilon_1 \varepsilon_2 \ldots \varepsilon_{n-1} + \varepsilon_1 \varepsilon_3 \ldots \varepsilon_{n-1} \varepsilon_n + \ldots + \varepsilon_1 \varepsilon_2 \ldots \varepsilon_{n-2} \varepsilon_n + \varepsilon_2 \varepsilon_3 \ldots \varepsilon_{n-1} \varepsilon_n} \, .$$

Nel caso che le radici della « caratteristica » siano reali, distinte e negative; $(-\alpha_1, -\alpha_2, \ldots -\alpha_{n-1})$, i valori di $\bar{E}_1, \bar{E}_2, \ldots \bar{E}_n$, assumono l'importante significato di « valori di saturazione » per i campi $E_1 (t)$, $E_2 (t), \ldots E_n (t)$.

Per vederlo basta notare che:

$$E_k (t) = \bar{E}_k (t) + A_{1k} \, e^{-\alpha_1 t} + A_{2k} \, e^{-\alpha_2 t} + \ldots + A_{n-1,k} \, e^{-\alpha_{n-1} t}$$

$A_{1k}, A_{2k}, \ldots A_{n-1,k}$ cost., per $k = 1, 2, \ldots n$), quindi $\lim\limits_{t \to \infty} E_k (t) = \bar{E}_k$.

RIASSUNTO

L'A., partendo da una classica impostazione di Maxwell, valuta i «tempi di relaxazione» delle polarizzazioni indotte (P. I.) nei suoli. Applica la presente teoria, (puramente fisica), sopratutto alla prospezione degli «acquiferi», distinguendo i suoli imbibiti d'acqua (dolce o molto ionizzata) dai suoli anidri. Misurazioni con «Elettrogeorelaxametri», (costruiti anche in Italia, oltre che negli U.S.A., in Giappone, in Russia), lungo allineamenti tipo Wenner, sostituiranno o, se si vuole, completeranno gli incerti ed equivoci «sondaggi elettrici» nella ricerca idrica.

SUMMARY

The Author, starting from a classic statement of Maxwell, values the "relaxation times" of the inducted polarisations (P. I.) in the ground. He applies the present (purely physical) theory to the prospection of "acquifers" distinguishing the water imbued grounds (fresh or greatly ionized water) from anhydrous grounds. The measurements with "electrorelaxametres" (builded even in Italy, besides in U.S.A., Japan and Russia) along rangings of the Wenner type will replace or at least complete the uncertain and equivocal "electric loggings" in the hydric research.

BIBLIOGRAFIA

(1) VACQUIER V., and KINTZINGER P. R., *Induced electrolytic polarisation of wet disseminated clays.* 35th Annual Meeting American Geophysical Union, Washington, May 1954.

VACQUIER V., KINTZINGER P. R., HOLMES C. R., FRISCHE R. H., *Prospecting for Ground Water by Induced Electrical Polarization.* New Mexico Instituto of Mining and Technology Research and Development Division, 1956.

(2) BELLUIGI A., *Sull'effetto e. m. diretto di emittor ialternativi in un suolo omogeneo.* Annali di Geofisica, 1954.

BELLUIGI A., *Sul m. geoelettrico «ELFLEX» per la ricerca diretta del petrolio.* Boll. Servizio geologico d'Italia, 1955.

STUDIO MICROSISMICO DEL TERREMOTO DI JENICE DEL 18 MARZO 1953

FRANCESCO PERONACI

(PARTE I)

I. – Il 18 Marzo del 1953 alle ore 19,06^{m} ca. T.M.G. è stato registrato da tutti gli osservatori della rete sismica mondiale un violento terremoto che ha prodotto distruzioni in varie località situate nella regione dell'Anatolia. Particolarmente colpiti risultarono i centri di Jenice, Gonen e Can, in particolare a Jenice tutti gli edifici furono distrutti. Rimandando per le notizie macrosismiche alle pubblicazioni già esistenti sull'argomento, mi limiterò a ricordare che il raggio di percettibilità delle scosse è stato molto esteso (area di 500.000 km^2), interessando oltre alla Turchia anche le isole dell'arcipelago greco e la Bulgaria Meridionale. La scossa delle ore 19 ha originato un intenso e lungo periodo sismico, tanto che l'Osservatorio di Istanbul fino al 30 Marzo ha registrato circa 600 repliche, di cui alcune sentite di 3° grado ad Instanbul. La magnitudo del terremoto, relativamente alla scossa principale, è stata valutata 8 a Berkely, 7 3/4 a Strasburgo, Pasadena, Tacubaya, 7,5 a Urbanovo e Roma, 7 a Uppsala e De Bilt; assumendo quindi come valore medio della magnitudo 7,5 una valutazione approssimativa ci consente di stabilire che l'energia sviluppata all'ipocentro è risultata dell'ordine di 10^{25} erg.

II. – Allo scopo di determinare le coordinate ipocentrali e il tempo origine, è stato applicato un metodo già usato in precedenza con successo nello studio di altri terremoti, limitandomi ai richiami essenziali, ricordo che esso si riduce alla risoluzione di n equazione del tipo

$$t_n = f(\lambda_0, \varphi_0, h_0) + \frac{\partial f}{\partial \lambda_0}\, \delta \lambda_0 + \frac{\partial f}{\partial \varphi_0}\, \delta \varphi_0 + \frac{\partial f}{\partial h_0}\, \delta h_0 \qquad [1]$$

ottenute dallo sviluppo in serie fino ai termini di 1° ordine della funzione $t = f(\lambda, \varphi, h)$.

Nella [1] φ_0, λ_0, t_0, h_0 sono i valori approssimati delle incognite, $\delta\varphi_0$, $\delta\lambda_0$, δt_0, δh_0, le correzioni da apportare ad esso per ottenere il valore

più probabile delle incognite stesse; $f(\lambda_0, \varphi_0, h_0)$ il tempo di propagazione delle Pn in corrispondenza della distanza epicentrale considerata, quale risulta dai valori approssimati delle coordinate epicentrali.

Eseguendo i calcoli si trova che indicando con a l'azimut della stazione considerata rispetto all'epicentro, $\frac{\partial f}{\partial \lambda_0}$ e $\frac{\partial f}{\partial \varphi_0}$ possono essere espressi delle relazioni

$$\frac{\partial f}{\partial \varphi_0} = - \frac{\partial f}{\partial \Delta_n} \cos a \qquad \frac{\partial f}{\partial \lambda_0} = - \frac{\partial f}{\partial \Delta_n} \cos \varphi_0 \operatorname{sen} a$$

per cui la [1] può applicarsi alle varie stazioni nella forma

$$\delta t_0 - \cos \varphi_0 \operatorname{sen} a \frac{\partial f}{\partial \Delta_n} \delta \lambda_0 - \cos a \frac{\partial f}{\partial \Delta_n} \delta \varphi_0 + \\ + \frac{\partial f}{\partial h_0} \delta h_0 = P_n - [t_0 + f(\lambda_0, \varphi_0, h_0)] \qquad [1']$$

ove con Pn si è indicato il tempo di arrivo delle longitudinali dirette nella stazione considerata e con $t_0 + f(\lambda_0, \varphi_0, h_0)$ la somma dell'ora origine approssimata e del tempo di tragitto.

Per calcolo della $\frac{\partial f}{\partial \Delta_n}$ e $\frac{\partial f}{\partial h_0}$ ho impiegato le dromocrone di Jeffreys.

Una prima determinazione è stata eseguita utilizzando i dati delle 11 stazioni riportate nella tabella seguente sceìte opportunamente sia per l'elevato scorrimento che per la loro particolare posizione geografica. In particolare ho ritenuto di trascurare le stazioni che comportavano distanze inferiori ai 1500 km allo scopo di utilizzare tragitti sul cui tempo non influissero eccessivamente le prime stratificazioni della crosta terrestre. Ho ritenuto che ciò fosse necessario in quanto non solo non esistono dromocrone per terremoto con provenienza dal bacino orientale del Mediterraneo, ma anche perchè altri ricercatori hanno sospettato delle anomalie sulla propagazione delle onde sismiche per terremoti con tale provenienza.

Assunto come epicentro provvisorio quello fornito dal B.C.I.S. $\varphi_0 = 40° 6'$ N; $\lambda_0 = 27° 18'$ E, e per tempo origine provvisorio quello calcolato in base ai tempi di tragitto per le varie stazioni per $h = 0$, ($t_0 = 19^h06'12''$) ho ottenuto impiegando gli elementi della tabella 1 le seguenti correzioni da apportare ai dati ipocentrali provvisori: $\delta\varphi_0 = - 0°,00493599$, $\delta\lambda_0 = + 0°,0271650$, $\delta t_0 = - 1,5973$ sec

δh_0 = — 10 km. I calcoli sono stati eseguiti in coordinate geocentriche, mentre sia $\delta\varphi_0$ che $\delta\lambda_0$ sono espresse in unità gradi geografici.

Tabella 1

Stazioni	Distanza Km.	Pn	$f(\varphi_0, \lambda_0, h_0)$ per $h = 0$	t_0	$Pn - t_0 + f(\varphi_0, \lambda_0, h_0)$
Stoccarda .	1726	09m53s,5	3m42s,0	06m11s,0	— 0s,6
Kew . . .	2468	11 21 ,1	4 59 ,6	06 12 ,5	+ 0 ,4
Jena . . .	1713	09 52 ,5	3 40 ,4	06 12 ,1	0 ,0
Algeri . . .	2141	10 41 ,0	4 28 ,7	06 12 ,3	+ 0 ,2
Strasburgo .	1814	10 04 ,2	3 52 ,0	06 12 ,2	+ 0 ,1
Uppsala . .	2298	10 55 ,8	4 44 ,1	06 11 ,7	— 0 ,4
De Bilt . .	2154	10 42 ,2	4 29 ,9	06 12 ,3	+ 0 ,2
Neuchâtel .	1809	10 03 ,0	3 51 ,1	06 11 ,9	— 0 ,2
Göttingen .	1843	10 07 ,9	3 55 ,5	06 12 ,4	+ 0 ,3
Tortosa . .	2265	10 53 ,0	4 41 ,1	06 11 ,9	— 0 ,2
Kiruna . .	3117	12 07 ,1	5 54 ,9	06 12 ,2	+ 0 ,1
			$\bar{t}_0$	06m12s,1	

Tenendo presente che l'asse verticale è scelto positivo verso il centro della Terra, il calcolo porterebbe l'ipocentro al disopra della superficie terrestre. Valutato l'errore quadratico medio per la profondità ho ottenuto ± 15 km quindi ho supposto che la profondità ipocentrale fosse talmente piccola da non poter essere valutata se non con l'impiego di stazioni molto prossime all'ipocentro.

Mantenendo l'ipotesi di ipocentro superficiale ho posto nella [1′] $h_0 = 0$, e ho rieseguito i calcoli con le 11 stazioni già impiegate, ottenendo con due approssimazioni successive i seguenti dati più probabili della posizione dell'epicentro e del tempo origine (anche qui φ_0 e λ_0 sono espressi in coordinate geografiche).

φ_0 = 40°07'09" N ± 2'20" N.

λ_0 = 27°17'29" E ± 30'0' E.

t_0 = 19h06'12",3 ± 0,6s T.M.G.

Ho ritenuto interessante eseguire una seconda determinazione della posizione dell'ipocentro e del tempo origine impiegando i dati di stazioni più prossime all'epicentro ed in particolare di Vienna, Roma, Bologna, Messina, Trieste, Salò, Padova, Reggio Calabria, Budapest, Urbanovo tutte incluse tra 1000 e 1500 km. Per i calcoli mi sono questa volta servito della dromocrona delle *Pn* calcolata da Di Filippo-Marcelli valida per l'Italia Centrale per una profondità di 5 km in quanto più prossima alla zona studiata e della dromocrona di Jeffreys per $h = 33$ km. Il tempo origine medio quale si calcola facendo la differenza tra tempo di registrazione e tempo di tragitto è risultato in base alla dromocrona di Di Filippo-Marcelli di $19^h06^m12^s,0$ con un massimo scarto di 0.8 sec per la stazione di Salò.

Eseguiti i calcoli ho ottenuto con 2 approssimazioni successive

$$\varphi_0 = 40°07'15'' \pm 3',4 \text{ N} \qquad \lambda_0 = 27°17'59'' \pm 3',4 \text{ E}$$
$$t_0 = 19^h06'12'',1 \pm 0^S,7$$

con una correzione per la profondità di — 7 km ± 10 che riporterebbe l'ipocentro in superficie dato che la correzione va applicata a 5 km di supposta profondità ipocentrale. L'accordo tra le due determinazioni è veramente sorprendente e fa sospettare che non si possa parlare per le onde spaziali di anomalie di propagazione nei tragitti che interessano la parte meridionale della penisola Balcanica e il Mediterraneo Orientale, almeno quando si tratti di tempi di tragitto corrispondenti a distanze non inferiori ai 1000 km come nel caso delle stazioni impiegate. Di questo fatto si ha una conferma osservando gli scarti $Pn - t + f(\varphi_0, \lambda, h_0)$, che per le varie stazioni sono: Vienna — 0^s,1; Roma + 0,7; Bologna + 0,5; Messina + 0,4; Trieste + 0,6; Salò — 0,8; Padova — 0,6; Reggio C. + 0,5; Budapest — 0,4; Urbanovo — 0,7.

Essendo durante il corso della ricerca giunte le registrazioni ottenute dalle stazioni rumene, che con Atene sono le più vicine all'epicentro, ho voluto rieseguire il calcolo dell'ipocentro impiegando i dati di stazioni che comportassero tragitti esclusivamente continentali e interessanti la zona dei Balcani e le cui distanze epicentrali non superassero i 1200 km. A questo scopo furono impiegate le stazioni di Bucarest, Campolungh, Foxani, Bacau, Jasi, Budapest, Zagabria, Urbanovo, Vienna. Particolarmente laboriosa è stata la scelta della dromocrona da adoperare; infatti tentativi eseguiti sia impiegando le dromocrone di Caloi per il Cansiglio, che quelle di Mohorovicic per i Balcani, non hanno portato a risultati attentibili, essendo l'epicentro microsismico risultato troppo lontano

dall'epicentro macrosismico. La ragione di ciò è ad esempio da ricercarsi nel caso della dromocrona di Caloi, al fatto che essa oltre ad essere calcolata per una profondità di 17 km, si riferisce ad una zona ove la potenza dello strato del granito raggiunge i 35-40 km, valore che è nettamente superiore a quello che presumibilmente si deve attribuire alla zona studiata. Come ultimo tentativo ho impiegato le dromocrone ricavate per l'Italia centrale da Di Filippo-Marcelli e la dromocrona per $h = 33$ km di Jeffreys e con due approssimazioni successive ho ottenuto i seguenti valori più probabili delle correzioni da apportare ai valori provvisori delle incognite:

$$\delta\varphi_0 = -\ 0^\circ{,}0662 \qquad \delta\lambda_0 = -\ 0^\circ{,}00826$$
$$\delta h_0 = -\ 4 \text{ km} \qquad \delta t_0 = -\ 0{,}922 \text{ sec}$$

per cui tenendo presente che i valori di partenza erano

$$\varphi_0 = 40^\circ 07' 09'' \text{ N} \qquad \lambda_0 = 27^\circ 17' 29'' \text{ E}$$
$$t_0 = 19^h 06^m 12^s{,}3 \qquad h_0 = 5 \text{ km}$$

i risultati dei calcoli confermano ancora la superficialità del terremoto e i dati epicentrali che erano stati ricavati impiegando le stazioni lontane. Per quanto riguarda gli scarti tra i tempi di registrazione osservati e i calcolati per le varie stazioni, avevo ottenuto impiegando le dromocrone di Di Filippo-Marcelli: Bucarest + $0^s{,}6$; Campolungh 0,0; Foxani + 0,7; Bacau — 0,2; Jasi — 0,9; Budapest — 0,6; Zagabria 0,0; Urbanovo — 0,8; Vienna — 0,3; cioè valori che possono tranquillamente attribuirsi agli errori di osservazione.

Concludendo possiamo assumere come coordinate dell'epicentro quelle ricavate con le stazioni lontane e affermare che la profondità ipocentrale è molto piccola, e probabilmente compresa nei primi 5 Km di profondità. L'assenza di materiale di osservazione relativo a stazioni molto prossime all'epicentro non consente una determinazione più rigorosa della profondità ipocentrale, per cui almeno per adesso dovremo limitarci a tale affermazione rimandando ogni ulteriore conferma al proseguo della ricerca.

III. – Sono quindi passato a calcolare le dromocrone delle onde spaziali *Pn* ed *Sn* fino a 3500 km; come è noto tali dromocrone possono essere senza errore sensibile, approssimate a rette solo fino a 1000 km, per cui oltre tale distanza è necessario approssimarle ad una curva. Un primo tentativo eseguito con curva di 2° grado, pur fornendo risultati discreti non è stato ritenuto soddisfacente, per cui ho preferito eseguire

l'approssimazione delle dromocrone sperimentali con una curva di 3° grado del tipo

$$t = \alpha + \beta\Delta + \gamma\Delta^2 + \delta\Delta^3 \qquad [2]$$

nella quale t è il tempo di tragitto, Δ la distanza epicentrale, e α, β, γ, δ coefficienti indipendenti da Δ da determinare usufruendo dei dati sperimentali relativi ad un numero sufficiente di stazioni di osservazione, con il metodo dei numeri quadrati.

La [2] è stata applicata alle 15 stazioni comprese tra 600 e 3000 km riportate nella tabella 2. Per rendere meno laboriosi i calcoli che tra l'altro comportano l'impiego di numeri con cifre comprese tra 15 e 20, ho proceduto nel seguente modo: scritte le 15 equazioni per ordine di distanza epicentrale crescente, ho dedotto per differenza 14 equazioni nelle sole β, γ, δ che ho risolto con il metodo dei minimi quadrati ottenendo i seguenti valori provvisori di β, γ, δ:

$$\beta = + 0{,}117646216911$$
$$\gamma = + 0{,}635330334151 . 10^{-5}$$
$$\delta = - 0{,}280260316705 . 10^{-8} .$$

In base a tali valori, che ho sostituito nelle [2], ho ricavato il valore di α ottenendo $\alpha = + 13{,}64173896$ che introdotto nelle [2] ha consentito di ottenere 15 equazioni nelle β, γ, δ che ho risolto sempre con il metodo dei minimi quadrati. In definitiva l'equazione della dromocrona più probabile delle *Pn* è data dalla equazione

$$t = 13{,}6417 + 0{,}119351\,\Delta + 0{,}46451 . 10^{-5}\Delta^2 - 0{,}238965 . 10^{-8}\Delta^3$$

con errore quadratico medio $\varepsilon = \pm 0{,}83015$. Gli scarti tra valori calcolati e valori osservati sono riportati nell'ultima colonna nella tabella 2, e ci mostrano come la curva calcolata approssimi la dromocrona sperimentale entro i limiti degli errori di osservazione.

IV. – Impiegando stazioni con distanze non superiori ai 1250 km ho calcolato la dromocrona delle *Pn* approssimandola ad una retta; i dati sperimentali sono quelli della tabella 3, ove anche sono stati riportati gli scarti della dromocrona più probabile dai tempi rilevati dai sismogrammi.

Tabella 2

Stazioni	Δ/Km	t_{Pn} (osservato)	Δt
Campolungh	601	1m26s,2	+ 0,31 sec.
Bacau	715	1 39 ,9	+ 0,36
Messina	1036	2 19 ,5	+ 0,30
Zagabria	1115	2 28 ,9	+ 0,76
Roma	1257	2 47 ,0	— 0,58
Padova	1389	3 01 ,6	+ 0,39
Praga	1492	3 13 ,4	+ 0,68
Kebb	1609	3 26 ,5	+ 1,26
Jena	1711	3 40 ,2	— 0,73
Strasburgo	1811	3 51 ,9	— 1,08
Algeri	2140	4 28 ,7	— 1,69
Uppsala	2296	4 43 ,1	— 0,15
Kew	2468	4 59 ,8	+ 0,77
Almeria	2607	5 13 ,7	+ 0,40
Malaga	2778	5 29 ,7	+ 0,19

La dromocrona più probabile delle *Pn* fino a 1250 km è espressa dall'equazione

$$t = \frac{\Delta}{8{,}168 \pm 0{,}036} + 12^{s}{,}81 \pm 0^{s}{,}79 \,.$$

Per cui la velocità media alla base della crosta terrestre risulta di 8,17 km/sec. Questo valore è molto prossimo a 8,19 ± 0,04 di Di Filippo-Marcelli per l'Italia centrale (Gran Sasso) e all'8,14 Karnik per i Balcani.

Nell'ultima colonna della tabella sono riportati gli scarti rispetto alla curva di 3° ordine, dal loro esame si nota che per distanze fino a 1200 km si deve accordare una leggera preferenza alla retta in quanto essa approssima meglio i valori sperimentali.

Ho ritenuto utile eseguire un confronto della dromocrona calcolata con le dromocrone per la superficie calcolate da Gutenberg, Jeffreys (1948) e da Di Filippo-Marcelli (per una profondità di 5 km) (tabella 4);

Tabella 3

Stazioni	Δ/Km	t_{Pn}	Δt (dalla retta)	Δt (dalla curva di 3° grado)
Bucarest	489	1m13s,1	— 0,5	— 0,2
Campolungh	601	1 26 ,2	0,0	— 0,3
Foxani	621	1 29 ,3	— 0,6	— 0,3
Bacau	715	1 39 ,9	+ 0,3	+ 0,4
Jasi	788	1 48 ,2	+ 0,9	+ 1,0
Reggio Cal..	1030	2 18 ,8	— 0,2	+ 0,1
Messina	1036	2 19 ,5	— 0,1	+ 0,3
Budapest	1051	2 20 ,5	+ 0,7	
Zagabria	1115	2 28 ,9	+ 0,1	+ 0,8
Urbanovo	1128	2 29 ,6	+ 1,0	+ 1,2
Vienna	1254	2 45 ,6	+ 0,6	+ 0,7
Roma	1257	2 47 ,0	— 0,6	— 0,6
Trieste	1264	2 48 ,8	— 1,6	— 1,5

si nota una notevole coincidenza almeno fino a 1000 km, coincidenza che comporta l'ipotesi che la profondità ipocentrale del terremoto in esame sia molto piccola.

V. – Utilizzando i dati delle seguenti stazioni di osservazione ho tentato di approssimare la domocrona delle *Sn* con una curva di terzo ordine del tipo

$$t = \alpha + \beta \Delta + \gamma \Delta^2 + \delta \Delta^3 .$$

Il risultato dei calcoli ha indicato come curva più probabile la:

$$t = 11{,}6560 + 0{,}23121\, \Delta + 0{,}736171.10^{-6}\, \Delta^2 - 0{,}314557.10^{-8}\, \Delta^3$$

con un errore quadratico medio $\varepsilon = \pm\, 0{,}872214$.

Gli scarti tra valori osservati e valori calcolari relativi ai tempi di propagazione delle *Sn* sono riportati nell'ultima colonna dei dati di osservazione impiegati per costruire la dromocrona.

Tabella 4.

Δ^0	Gutenberg	Jeffreys	Di Filippó-Marcelli	Terr. Turchia
4	——	$1^m03^s,9$	$1^m07^s,0$	$1^m07^s,1$
6	——	1 32 ,2	1 34 ,3	1 34 ,2
8	——	2 00 ,3	2 01 ,3	2 01 ,4
10	2^m27^s	2 28 ,0	2 28 ,6	2 28 ,7
12	2 55	2 55 ,3	2 55 ,2	2 55 ,3
14	3 23	3 21 ,9	———	3 21 ,5
16	3 49	3 48 ,0	———	3 47 ,0
18	4 13	4 13 ,2	———	4 11 ,8
20	4 35	4 37 ,0	———	4 35 ,6
22	4 57	4 57 ,5	———	4 58 ,2
24	5 17	5 17 ,1	———	5 19 ,6

I valori di tali scarti, pur essendo in generale maggiori di quelli relativi alle *Pn*, sono contenuti in limiti ragionevoli e quasi certamente imputabili alla difficoltà di rilevare l'inizio delle *Sn* dai sismogrammi; difficoltà principalmente dovuta al fatto che gli inizi delle *Sn* sono per queste distanze epicentrali particolarmente deboli in quanto le distanze stesse risultano comprese nella zona d'ombra originata dalla presenza della astenosfera.

Anche per le onde trasversali dirette ho eseguito il tentativo di approssimazione della dromocrona fino a 1200 km ad una retta e impiegando le stazioni di Atene, Campolungh, Foxani, Bacau, Jasi, Reggio C., Messina, Budapest, Zagabria, Hurbanovo, Vienna, Roma ho ottenuto

$$t = \frac{\Delta}{4{,}40 \pm 0{,}01} + 12{,}82 \pm 0{,}67$$

quindi la velocità media delle trasversali alla base della superficie di Mohorovicic è 4,40 + 0,01 km/sec. Gli scarti tra tempi osservati e tempi calcolati sono, nell'ordine di come sono state scritte le stazioni: — 0^s,22; — 0,17; — 0,02; — 0,34; + 1,36; — 0,29; — 0,03; — 0,01; + 0,74; — 1,20; + 0,46; — 0,26. L'errore quadratico medio è risultato $\varepsilon = \pm$ 0,66406.

Tabella 5

Stazioni	Distanze (Km.)	t_{Sn} (osservato)	Δt
Campolungh.	601	$2^m 29^s,7$	+ 0,^{s}47
Bacau	715	2 55 ,8	+ 0, 26
Messina	1036	4 08 ,5	+ 0, 07
Zagabria	1115	4 25 ,7	+ 0, 20
Roma	1257	4 59 ,0	— 1, 75
Bologna	1400	5 29 ,6	— 1, 45
Praga	1492	5 47 ,8	— 0, 22
Pavia	1584	6 06 ,2	+ 0, 98
Jena	1711	6 31 ,7	+ 1, 93
Stoccarda	1724	6 35 ,2	+ 1, 09
Strasburgo	1811	6 54 ,4	— 0, 31
Gottinga	1841	6 59 ,7	+ 0, 46
Copenaghen	2046	7 41 ,7	— 0, 88
Algeri	2141	8 00 ,7	— 1, 53
Uppsala	2296	8 26 ,9	+ 1, 54
Kew	2468	9 01 ,0	— 1, 59
Almeria	2607	9 22 ,7	+ 0, 87

Anche in questo caso ho osservato che fino a 1200 km si deve preferire la dromocrona rettilinea alla curva di terzo ordine.

Roma – Istituto Nazionale di Geofisica – Dicembre 1955.

RIASSUNTO

Il presente lavoro è la prima parte di uno studio eseguito sul terremoto di Jenice del 18 Marzo 1953. In esso vengono calcolate le coordinate epicentrali, e le dromocrone più probabili delle Pn e delle Sn valide fino a 3000 km.

SUMMARY

The present paper is the first part of a study on the earthquake of Jenice (1953, March 18). The epicentral coordinates and time-curves of Pn and Sn phases (till about 3000 kms) has been calculated.

BIBLIOGRAFIA

KETIN, I., e ROESLI, F., *Makroseimische Untersuchungen über das nordwest-anatolische Beben von 18 März 1953.* Eclogae Geologicae Helvetiae, Vol. 46, n. 2, 1953.

CALOI, P., e PERONACI, F., *Il terremoto del Turkestan del 2 Nov. 1946.* Annali di Geofisica, Vol. I, n. 2, 1948.

DI FILIPPO, D., e MARCELLI, L., *Uno studio del terremoto del Gran Sasso d'Italia del 5 Settembre 1950.* Annali di Geofisica, Vol. IV, n. 2, 1951.

CALOI, P., *Tempi di tragitto per terremoti ad origine vicina.* La Ricerca Scientifica, Vol. X, n. 5, 1939.

GIRLANDA, A., *Il terremoto di Hokkaido del 4 Marzo 1952.* Annali di Geofisica, Vol. VI, n. 2, 1953.

GUTENBERG, B., e RICHTER, C. F., *On seismic waves* (First Paper). Gerl. Beitr. z. Geoph., Band 43, 1935.

JEFFREYS, H., e BULLEN, K. E., *Seismological Tables.* British Assoc. for Advancement of Science, London, 1948.

TERREMOTI, VULCANI
E GIACIMENTI DI VAPORE NATURALE

CAMILLO CONTINI

Le rocce del sottosuolo sottoposte a forti pressioni, maggiori di quelle corrispondenti alla tensione limite di elasticità σ_ε, acquistano proprietà plastiche e reagiscono alle deformazioni con tensioni rapidamente crescenti colla velocità secondo cui vengono prodotte le deformazioni stesse. Se indichiamo con σ tali tensioni, con ε le deformazioni e con τ i tempi possiamo porre in generale

$$\sigma = \eta_1 \frac{d\varepsilon}{d\tau} + \eta_2 \left(\frac{d\varepsilon}{d\tau}\right)^2 + \dots\dots\dots\dots , \qquad [1]$$

ove η_1, η_2, ... costanti dipendenti dalle pressioni, dalle speci delle rocce presenti e dalle temperature in atto.

Nel sottosuolo le pressioni cui corrispondono le tensioni limite di elasticità σ_ε vengono raggiunte a profondità variabili da 2.500 a 5.000 metri, a seconda delle rocce presenti. Se, per esempio, supponiamo $\sigma_\varepsilon = 1000$ kg/cm², come può porsi per i graniti, i calcari, le arenarie, ecc., e ammettiamo il peso specifico di 2670 kg/m³, costante, risulta la profondità limite di circa 4000 metri.

Le deformazioni plastiche delle rocce danno luogo a produzione di calore. Supposto che le stesse deformazioni siano originate da movimenti delle rocce assimilabili a scorrimenti lungo una superficie Ω possiamo calcolare l'energia E_c trasformata in calore ponendo semplicemente

$$E_c = \int_\Omega \left[\eta_1 \frac{d\varepsilon}{d\tau} + \eta_2 \left(\frac{d\varepsilon}{d\tau}\right)^2 + \dots\dots\right] \varepsilon \, d\Omega \, . \qquad [2]$$

Quando le tensioni σ della [1] sono di trazione o di taglio e risultano di intensità maggiore di quella corrispondente al limite di elasticità σ_ε evidentemente si ha la rottura delle rocce e la soluzione della continuità delle stesse. I lembi della faglia, che di conseguenza si origina, colla rottura subiscono un rapido spostamento l'uno rispetto all'altro lungo la superficie di faglia, che indichiamo ancora con Ω, e danno luogo, in ge-

nerale, a sviluppo di energia sia sotto forma di calore sia sotto forma di onde sismiche.

In questo caso il calore prodotto è da attribuire all'attrito dello scorrimento dei lembi della faglia e può essere calcolato, ammesso per il coefficiente di Poisson il valore limite 1/2 che caratterizza le deformazioni a volume costante, ponendo

$$E_c = \int_{\Omega} \mu\, p\, s\, d\Omega \;, \qquad [3]$$

essendo indicati con s lo scorrimento dei lembi, p la pressione dovuta al peso delle rocce soprastanti e μ il *coefficiente d'attrito.*

Se ammettiamo che il peso specifico δ delle rocce vari colla profondità z secondo la legge

$$\delta = \delta_o\,(1 + a z) \;, \qquad [4]$$

ove δ_o peso specifico alla superficie del suolo $(z = 0)$ costante ed a un coefficiente, risulta

$$p = \delta_o \left(1 + \frac{a}{2}\, z\right) z \;,$$

e quindi

$$E_c = \delta_o \int_{\Omega} \left(1 + \frac{a}{2}\, z\right) z\, \mu\, s\, d\Omega \;. \qquad [5]$$

L'energia prodotta dallo scorrimento sotto forma di onde sismiche, che indichiamo con E_s, si può calcolare, ammesse le stesse ipotesi e supposto che la tensione σ vari linearmente fra i valori iniziali σ_e e finale μp, in conformità alla legge di Hooke, ponendo

$$E_s = \int_{\Omega} \left[\frac{\sigma_e + \mu\, p}{2} - \mu\, p \right] s\, d\Omega \;,$$

e quindi

$$E_s = \frac{1}{2} \int_{\Omega} \left[\sigma_e - \left(1 + \frac{a}{2}\, z\right) z\, \mu\, \delta_o \right] s\, d\Omega \;. \qquad [6]$$

Gli scorrimenti repentini, e i terremoti conseguenti, divengono impossibili quando la pressione di una falda contro l'altra supera il valore per il quale la resistenza d'attrito risulta uguale a σ_e, ossia quando

$$z > \frac{\sqrt{1 + \frac{2\,a}{\mu\,\delta_o}\;\sigma_e} - 1}{a}, \qquad [7]$$

o, approssimativamente,

$$z > \frac{\sigma_e}{\mu\,\delta_o}\;. \qquad [7\ \text{bis}]$$

In tali condizioni evidentemente gli scorrimenti non possono verificarsi che come conseguenza della plasticità acquisita delle rocce e l'energia calorifica sviluppata potrà essere calcolata mediante la [2]. Se nella [7 bis] poniamo, come già abbiamo fatto, $\sigma_e = 1000$ kg/cm² e $\delta_o = 2670$ kg/m³ e inoltre poniamo $\mu = 0{,}10$ otteniamo la condizione

$$z > 37.500 \text{ m}\;.$$

In effetto le spinte che danno luogo ai movimenti orogenetici del suolo e alle tensioni delle rocce che sopra abbiamo considerato non sono continue e possono anche arrestarsi o addirittura invertirsi. Variando tali spinte può avvenire che le pressioni esercitate dalle falde, l'una contro l'altra, si riducano notevolmente rispetto a quelle normalmente agenti per le stesse profondità e che quindi si originino scorrimenti repentini, ossia terremoti, anche a profondità molto maggiori di quella limite data dalla (7] o [7 bis].

Con ciò possiamo comprendere come siano possibili i *terremoti di profondità intermedia*, coll'ipocentro da 70 a 300 km di profondità, e i *terremoti profondi*, coll'ipocentro a profondità maggiori, da 300 a 700 km, quali vengono rilevati sovente lungo i margini dell'Oceano Pacifico e qualche volta in Italia.

Per i terremoti che si originano come conseguenza delle variazioni delle spinte la resistenza d'attrito lungo la superficie di scorrimento Ω non può evidentemente superare il valore di σ_e e in generale sarà compresa fra zero e questo valore, in relazione alle entità e alle direzioni delle variazioni stesse. Se ammettiamo che per effetto di tali variazioni risultino agenti nella direzione normale alla superficie Ω della pressioni proporzionali, secondo il coefficiente α, a quelle dovute al peso degli strati, le quali si sovrappongono a queste ultime, otteniamo i valori del-

l'energia trasformata in calore E_c e di quella irradiata sotto forma di onde sismiche E_s sostituendo nelle [5] e [6] al coefficiente μ il prodotto $\mu\,(1 + \alpha)$ e determiniamo la condizione di possibilità degli scorrimenti repentini, ossia dei terremoti, facendo la stessa sostituzione nella [7] e nella [7 bis].

Il coefficiente α evidentemente sarà positivo quando le spinte agiranno nel senso di provocare una compressione lungo la superficie di scorrimento Ω e sarà negativo nel caso contrario.

Per le considerazioni fatte sopra noi abbiamo implicitamente supposto che gli scorrimenti siano originati dalla rottura degli strati: è evidente però che le stesse considerazioni possono essere ripetute nel caso che gli scorrimenti siano prodotti lungo superfici di faglie preesistenti ammesso che per effetto della coesione e della cementazione gli scorrimenti si inizino quando la normale resistenza d'attrito è superata e quindi sia operante un fenomeno analogo a quello che in meccanica è chiamato *attrito di primo distacco.*

Se indichiamo con $\xi\,\mu$ tale specie di attrito, ove ξ sia un coefficiente numerico maggiore di 1, otteniamo dalle [5] e [6] le formole generali

$$E_c = \delta_o \int_{\Omega} \left(1 + \frac{a}{2}\, z\right) (1 + \alpha)\, z\, \mu\, s\, d\,\Omega \ ,$$

$$E_s = \frac{\delta_o}{2} \int_{\Omega} \left(1 + \frac{a}{2}\right) (1 + \alpha)\ (\xi - 1)\ z\, \mu\, s\, d\,\Omega \ , \qquad [8]$$

e la condizione per la possibilità degli scorrimenti repentini

$$z < \frac{1}{a} \left[\sqrt{1 + \frac{2\, a\, \sigma_e}{\xi\, \mu\, (1 + \alpha)\, \delta_o}} - 1 \right] \qquad [9]$$

o, approssimativamente,

$$z < \frac{\sigma_e}{\xi\, \mu\, (1 + \alpha)\, \delta_o} \ . \qquad [9 \text{ bis}]$$

Ammesso che l'estensione nel senso delle profondità degli scorrimenti sia piccola e che gli scorrimenti nei diversi punti si possano considerare costanti, uguali al valore medio s_m e corrispondenti alla pro-

fondità media z_m, otteniamo dalle [8], quando siano considerati costanti i valori di a, μ, α e ξ,

$$E_c = \delta_o \left(1 + \frac{a}{2} z_m\right)(1 + \alpha)\, z_m\, \mu\, s_m\, \Omega\,, \qquad [10]$$

$$E_s = E_c\, \frac{\xi - 1}{2}\,.$$

Se supponiamo che sia $\delta_o = 2670$ k/m³, $a = 1.10^{-6}$, $\mu = 0{,}10$, $s_m = 1$ m e $\Omega = 1$ m², ammesso che siano nulle le componenti delle spinte orogenetiche nella direzione normale alla superficie di scorrimento Ω per cui $\alpha = 0$, ricaviamo dalla prima delle [10] il diagramma dell'energia E_c, come funzione della profondità media z_m della superficie di scorrimento, che riportiamo nella fig. 1, per le profondità fino a 60.000 m, ammesso che solo a tale profondità sia raggiunto il carico limite di elasticità σ_e.

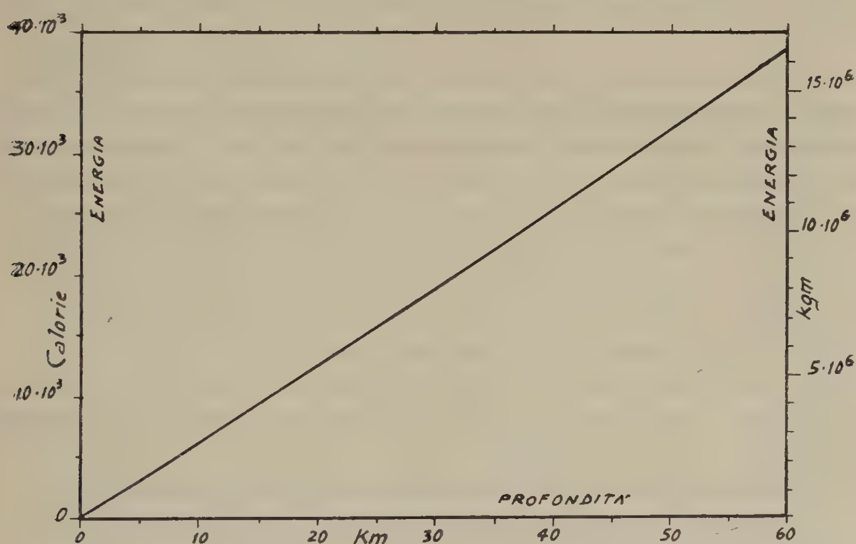


Fig. 1 – Energia sviluppata per attrito da una faglia con la superficie di 1 m² e lo scorrimento di 1 m in assenza di spinte orogenetiche nella direzione normale alla superficie di faglia.

Se, utilizzando i medesimi assi, segniamo nella fig. 1 i valori di E_s calcolati mediante la seconda della [10] otteniamo una curva le cui ordinate sono uguali a quelle di E_c moltiplicate per $(\xi - 1)/2$.

Per i terremoti di rottura degli strati si deve porre nella seconda delle [8] e nelle successive

$$\xi = \frac{\sigma_e}{\left(1 + \frac{a}{2} z\right)(1 + a)\,\delta_o\, z\, \mu} .$$

o, anche,

$$\xi = \frac{\sigma_e\, s_m\, \Omega}{E_c} .$$

Se sostituiamo quest'ultima nella seconda delle [10] otteniamo

$$E_s = \frac{\sigma_e\, s_m\, \Omega - E_c}{2} ;$$

risulta quindi nella fig. 1, per i valori di E_s, una curva pressochè retta la quale interseca l'asse delle ordinate nel punto corrispondente al valore dell'energia di $\sigma_e/2$ kgm e l'asse delle ascisse nel punto corrispondente alla profondità per cui $E_c = \sigma_e$ kgm (σ_e espresso in kg/m²).

Dalla [9 bis], posto $\sigma_e = 1000$ kg/cm², $\mu = 0{,}10$ e $\delta_o = 2670$ kg/m³, otteniamo le profondità limiti dei terremoti di semplice scorrimento, per $\xi = 2$, di 70 km per $a = -0{,}73$, di 300 km per $a = -0{,}93$ e di 700 km per $a = -0{,}97$. Per i terremoti di rottura risultano evidentemente gli stessi valori per le profondità limiti e per a.

L'energia dei terremoti sviluppata sotto forma di onde sismiche può essere valutata con una certa approssimazione mediante la misura delle intensità delle onde sismiche stesse alla superficie del suolo.

Secondo le più recenti elaborazioni di Gutenberg e Richter [1] l'energia trasformata in onde sismiche dei terremoti può essere calcolata in funzione della *magnitudo M* mediante la formola

$$\log_{10} E_s = 5{,}8 + 2{,}4\, M . \qquad [11]$$

Tale magnitudo si definisce come il logaritmo di base 10 della massima ampiezza in micron che risulta dalla registrazione di un sismografo avente l'ingrandimento di 2800 volte, il periodo di oscillazione di 0,8

(1) GUTENBERG B. e RICHTER C. F., *Magnitude and energy of earthquakes.* Annali di Geofisica, Vol. IX, 1956, pp. 1-15.

secondi e il coefficiente di smorzamento di 0,8 posto alla distanza di 100 km dall'epicentro del terremoto, supposto di piccola profondità.

Coi valori della magnitudo, come è noto, ora vengono generalmente classificati i terremoti: per farci una idea delle intensità che corrispondono ai diversi termini della scala in conseguenza risultante osserviamo che per i terremoti di grandezza (valori della magnitudo M) minore di 5 in generale le onde sismiche sono sentite (dai sismografi) fino alle distanze di 10°, per quelli di grandezza 6 le onde sono sentite fino a 90°, per quelli di grandezza 7 le onde sono sentite fino agli antipodi e che il terremoto di Avezzano del 1915 fu di grandezza 7, quello di Messina del 1908 di grandezza 7,5, quello di S. Francisco del 1906 di grandezza 8,25 e quello di Lisbona del 1755 di grandezza 9.

Dalla [11] otteniamo per le diverse grandezze dei terremoti i valori dell'energia sismica irradiata, espressi in erg, chilogrammetri, Calorie e chilowattore, della tab. I,

Vediamo fra l'altro da questa tabella che l'energia delle onde sismiche generate dal terremoto di Avezzano del 1915 fu di un miliardo di chilovattore e quella delle onde sismiche del terremoto di Messina del 1908 fu all'incirca uguale alla metà di quella elettrica prodotta l'anno scorso in tutta Italia.

Tabella 1

ENERGIA SISMICA IRRADIATA DAI TERREMOTI

M	erg	kgm	Calorie	kWh
5	$6,3.10^{17}$	$6,4.10^{9}$	$1,5.10^{7}$	$1,7.10^{4}$
5,5	$1,0.10^{19}$	$1,0.10^{11}$	$2,4.10^{8}$	$2,8.10^{5}$
6	$1,6.10^{20}$	$1,6.10^{12}$	$3,8.10^{9}$	$4,4.10^{6}$
6,5	$2,5.10^{21}$	$2,5.10^{13}$	$6,0.10^{10}$	$6,9.10^{7}$
7	$4,0.10^{22}$	$4,1.10^{14}$	$1,0.10^{12}$	$1,1.10^{9}$
7,5	$6,3.10^{23}$	$6,4.10^{15}$	$1,5.10^{13}$	$1,7.10^{10}$
8	$1,0.10^{25}$	$1,0.10^{17}$	$2,4.10^{14}$	$2,8.10^{11}$
8,5	$1,6.10^{26}$	$1,6.10^{18}$	$3,8.10^{15}$	$4,4.10^{12}$
9	$2,5.10^{27}$	$2,5.10^{19}$	$6,0.10^{16}$	$6,9.10^{13}$

Se supponiamo che i terremoti siano originati per rottura degli strati e tensione residua nulla e adottiamo le stesse semplificazioni di cui abbiamo detto a proposito delle [10] otteniamo dalla [6]

$$E_s = \frac{1}{2} \sigma_e s_m \Omega \qquad [12]$$

e quindi otteniamo i seguenti valori del prodotto $V = s_m \Omega$, in metri cubi, corrispondenti alle diverse grandezze M dei terremoti:

M	5	5,5	6	6,5	7	7,5	8	8,5	9
V	$1{,}3.10^3$	$2{,}4.10^4$	$3{,}2.10^5$	$5{,}0.10^6$	$8{,}2.10^7$	$1{,}3.10^9$	$2{,}0.10^{10}$	$3{,}2.10^{10}$	$5{,}0.10^{11}$

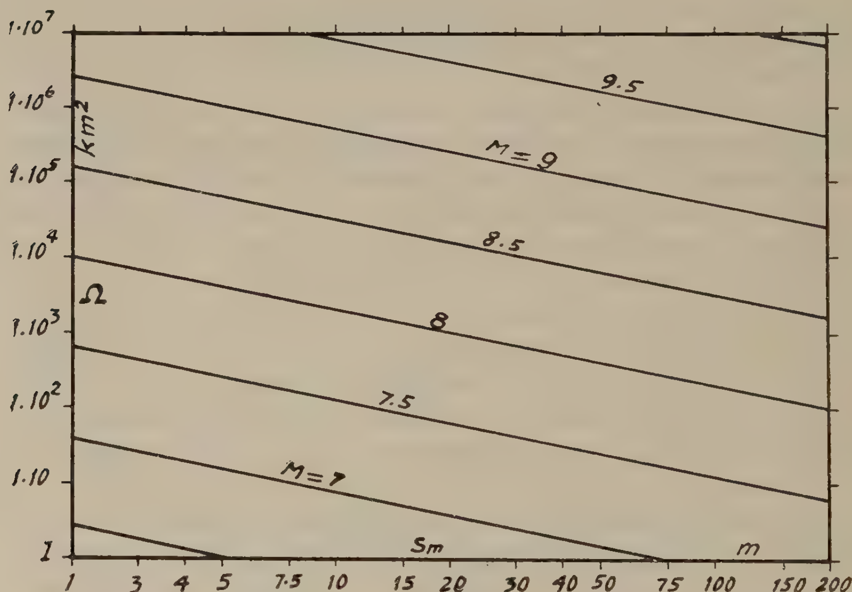


Fig. 2 – Scorrimenti s_m ed aree Ω corrispondenti per le diverse grandezze M dei terremoti dovuti a rottura degli strati con tensione residua nulla, ammesso il carico limite di elasticità delle rocce $\sigma_e = 1000$ kg/cm².

Da questi ricaviamo le curve della fig. 2, le quali ci danno i valori corrispondenti degli scorrimenti medi s_m e delle aree interessate Ω per le diverse grandezze dei terremoti. Evidentemente tali valori sono indipendenti dalle profondità.

Vediamo da tale figura che per i grandi terremoti le aree interessate non possono che essere molto grandi, dell'ordine delle migliaia di km²,

tenuto conto che i valori calcolati sono quelli corrispondenti alle condizioni di massimo dell'energia sviluppata e quindi di minimo del prodotto V.

Una conferma della possibilità di tali valori, almeno come ordine di grandezza, si ha dagli scorrimenti che accompagnarono il grande terremoto di San Francisco del 1906, i quali furono seguiti, lungo la faglia denominata di San Andrea, per varie centinaia di chilometri, con entità che in qualche punto superavano i sette metri.

L'energia prodotta dagli scorrimenti sotto forma di calore per le profondità maggiori di quella limite della [7] o [7bis) può essere calcolata in generale, come sappiamo, mediante la [2], la quale è funzione delle velocità degli scorrimenti e delle caratteristiche fisiche delle rocce alle grandi profondità sempre assai mal conosciute, se non completamente incognite. Ammesso però che siano nulle le componenti delle spinte orogenetiche nella direzione normale alla superficie di scorrimento Ω possiamo precisare che, per le profondità maggiori di quella limite di cui sopra, i valori della resistenza d'attrito non possono essere minori di σ_e e non possono essere maggiori di μp, essendo p la pressione agente. Dati questi limiti per la resistenza d'attrito risulta un diagramma dell'energia sviluppata composto da una curva uguale a quella della fig. 1 per le profondità minori di quella limite della [7] o [7bis] e due curve per le profondità maggiori, una di continuazione di quella tracciata, corrispondente alla prima delle [10], e un'altra retta parallela all'asse delle profondità, le quali rappresentano rispettivamente i limiti superiore e inferiore dei valori possibili.

Ammessi, al solito, i valori $\delta_o = 2670$ kg/m³, $a = 1.10^{-6}$, $\mu = 0{,}10$ risultano la profondità limite di 36,8 km, cui corrisponde l'energia sviluppata di 10.10^6 kgm, e i valori dell'energia massima possibile di 28.10^6 kgm per la profondità di 100 km, di 59.10^6 kgm per la profondità di 200 km e di 167.10^6 kgm per la profondità di 500 km: nella fig. 3 diamo le curve complete dei valori fino alla profondità di 500 km.

L'energia sviluppata in corrispondenza alla profondità limite di 10.10^6 è equivalente a circa 23.500 Calorie le quali sono sufficienti per far aumentare la temperatura di 100 °C lungo la superficie di scorrimento Ω della roccia (col calore specifico di 500 Cal/m³ °C) per lo spessore di circa 0,47 m. Per le profondità di 100, 200 e 500 km i valori dell'energia massima possibile risultano sufficienti per far aumentare la temperatura di 100 °C lungo Ω per spessori rispettivamente di 1,30 m, 2,75 m e 7,90 m.

Poichè, come si sa, i rigetti delle faglie, specialmente nelle zone tettonicamente più attive, possono anche essere dell'ordine delle migliaia

di metri con spostamenti in senso orizzontale dello stesso ordine di grandezza (secondo Noble, per esempio, lungo la faglia di San Andrea, di cui già abbiamo detto, si sarebbe verificato uno spostamento relativo dei lembi in senso orizzontale in totale di una quarantina di chilometri), riesce facile vedere come per effetto degli scorrimenti si possano creare nel sottosuolo degli accumuli imponentissimi d'energia sotto forma di calore. Abbiamo, evidentemente, per lo scorrimento di 1000 metri alle profondità di 36,8, 100, 200 e 500 km gli spessori di roccia con 100 °C di aumento della temperatura di 470, 1300, 2750 e 7900 m.

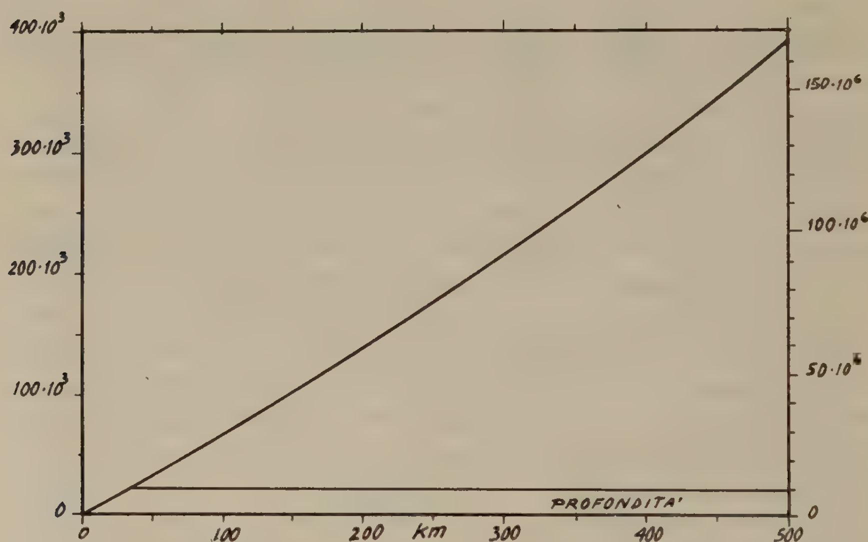


Fig. 3 – Limiti dell'energia possibile da una faglia colla superficie di 1 m² e lo scorrimento di 1 m in assenza di spinte orogenetiche nella direzione normale alla superficie di faglia, ammessa la tensione limite di elasticità $\sigma_e = 1000$ kg/cm².

Il calore così accumulato si disperde per conduzione verso le rocce adiacenti ad Ω molto lentamente. Ammesso, infatti che la superficie di scorrimento Ω sia piana, verticale e indefinita, che gli scorrimenti si effettuino con continuità in modo che le temperature t_s lungo la superficie di scorrimento siano mantenute pressochè costanti nel tempo, che le stesse temperature t_s siano in ogni punto maggiori di quelle t_o esistenti prima degli scorrimenti della quantità costante Θ_s e, infine, che le isoterme della zona fossero orizzontali all'inizio degli scorrimenti risultano, come è evidente, delle linee di flusso del calore da Ω verso le masse adia-

centi orizzontali e perpendicolari ad Ω stessa e delle superfici di uguali valori della differenza

$$\Theta = t - t_o$$

verticali e parallele a Ω, essendo indicate con t le temperature che risultano dopo il tempo τ dall'inizio degli scorrimenti; la distribuzione delle temperature nella direzione perpendicolare alla superficie di scorrimento Ω risulta dalla

$$\Theta = \Theta_s \left| 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left(\zeta - \frac{\zeta^3}{3} + \frac{\zeta^5}{5.2!} - \frac{\zeta^7}{7.3!} + \ldots\ldots \right) \right|, \quad [13]$$

ove sia

$$\zeta = \frac{1}{2\sqrt{\varkappa}} \frac{d}{\sqrt{\tau}},$$

d distanze da Ω e $\varkappa$ diffusività delle masse a contatto di Ω, supposte omogenee ed isostrope. Vediamo da tale formula come le temperature in ogni punto delle masse adiacenti ad Ω aumentino molto lentamente rispetto al tempo, con legge approssimativamente parabolica e come, di conseguenza, la dispersione, come abbiamo detto, sia molto lenta e gli accumuli di calore si possano conservare lungamente.

Glí accumuli di calore prodotti dagli scorrimenti, pur se imponenti, non costituiscono di per sè elemento sufficiente perchè in conseguenza si formino delle manifestazioni vulcaniche alla superficie del suolo: noi riteniamo però che la formazione di tali accumuli debba essere considerata come condizione necessaria.

Gli argomenti che possiamo addurre in favore di una teoria della formazione dei vulcani che assuma come base questa condizione si riassumono come segue:

1) la sorgente di calore è limitata sia nello spazio sia nel tempo e ciò è conforme alla convinzione generale che i fenomeni vulcanici siano locali e di breve durata;

2) le rocce riscaldate lungo le superfici di faglia, sollecitate verso l'alto da spinte di galleggiamento proporzionali ai riscaldamenti e alle estensioni in senso verticale, possono facilmente muoversi lungo le stesse superfici e riversarsi alla superficie del suolo;

3) le reazioni chimiche esotermiche fra i gas contenuti nelle rocce considerate da Day trovano un efficace innescamento lungo le super-

fici di scorrimento, in corrispondenza delle quali le temperature sono anche molto elevate sebbene per breve tempo e per spessori limitati;

4) i gas prodotti da tali reazioni e il vapore acqueo che si sviluppa dalle rocce riscaldate si possono fare strada agevolmente lungo le faglie e con ciò dare origine ai fenomeni esplosivi che sempre accompagnano le manifestazioni vulcaniche;

5) i vulcani sono disposti secondo allineamenti che in generale coincidono con linee di faglia osservabili direttamente alla superficie del suolo o supponibili dalle condizioni tettoniche particolari, le quali si rivelano attive mediante intensa sismicità (osserviamo in proposito che, dei 323 vulcani attivi da oltre tre secoli contati da Fuchs, 124 si trovano ai bordi delle grandi fosse e 194 nelle grandi isole, in zone cioè presumibilmente interessate da grandi faglie, e che i 5 vulcani continentali capitano tutti in prossimità di grandi faglie riconoscibili direttamente);

6) le altezze e le caratteristiche morfologiche degli apparati esterni dei vulcani pertinenti alle medesime faglie sono in generale pressochè uguali: ciò in quanto dovuti a produzioni unitarie di calore e a estensioni in senso verticale delle superfici di scorrimento all'incirca uguali (sono da segnalare in proposito: i 16 giganteschi coni, con altezze comprese fra 5315 e 6350 metri allineati su doppia fila per la lunghezza di 180 km, dell'altopiano di Quito; l'allineamento, che va dal Caucaso alla Persia, dei coni trachitici di Savala alto 4814 m, Kasbek 5043 m, Elburs 5647 m, Grande Ararat 5617 m, Demavend 5665 m; i vulcani dell'Isola di Giava, un centinaio, di cui la metà ancora attivi, su un allineamento di un migliaio di chilometri di lunghezza, con altezze per la maggior parte comprese fra 3000 e 3600 m).

Come è facile comprendere, una tale teoria non esclude la possibilità che pure i diversi fenomeni addotti dai vari autori come causa del vulcanismo si dimostrino operanti, sebbene in modo non esclusivo: è da osservare però che fra tutte le teorie escogitate essa soltanto ci dà la possibilità di spiegare come si produca quel riscaldamento iniziale delle rocce profonde di almeno un centinaio di gradi che Jeffreys ritiene indispensabile perchè le stesse rocce inizino la risalita e avviino il meccanismo della formazione dei vulcani (1).

---

(1) JEFFREYS G. H., *The Earth*. Cambridge Univ. Press, Londra, 1952, p. 334.

Il vapore può generarsi, nelle quantità che interessano la ricerca mineraria, nei tre modi diversi seguenti.

a) *Vapore sviluppato dal magma.* Dalle ricerche di Brun, Saint-Claire, Deville, Fouqué e Lacroix risulterebbe secondo Day e Shepherd [1] che « l'esistenza dell'acqua nei magmi può essere riguardata come una delle verità stabilite dalla chimica fisica delle rocce ignee »; se ammettiamo, con Goranson, che il magma contenga il 6 per cento in peso di acqua risulta che ogni metro cubo di magma può produrre non meno di 150 kg di vapore acqueo. Questo modo di produzione del vapore comporta l'accettazione di fenomeni non facilmente spiegabili ed appare contradditorio coll'ipotesi comunemente ammessa che il vulcanismo sia il prodotto di una fusione occasionale e che le rocce colla fusione e colla risolidificazione non subiscano modifiche sostanziali nella loro composizione chimica e mineralogica.

b) *Vapore dall'acqua di strato.* Gli strati del sottosuolo a contatto colle masse calde, allo stato di fusione o solide, che costituiscono i vulcani o le intrusioni laccolitiche o diapiriche che dagli stessi derivano, si riscaldano e, raggiunte che abbiano le temperature limiti del vapore saturo per le pressioni in atto, evaporano l'acqua contenuta nei pori. Poichè il vapore acqueo ha tensione superficiale e viscosità molto minori di quelle dell'acqua, in generale avverrà che il vapore stesso, appena formatosi sfuggirà verso l'alto, per condensarsi a contatto di altri strati freddi o per raccogliersi in giacimenti, per esempio entro le pieghe degli strati impermeabili, similmente a quanto si ritiene che avvenga per i giacimenti di petrolio e di metano. Al posto del vapore sfuggito potrà allora defluire altra acqua la quale riscaldandosi darà altro vapore, il quale pure sfuggirà, e così di seguito fino a quando le temperature delle masse calde saranno ridotte al disotto di quelle limiti del vapore saturo.

c) *Vapore dalle superfici di faglia.* Le superfici di faglia, quando il riscaldamento provocato dagli scorrimenti non rende le rocce pastose e impermeabili, costituiscono una via molto facile di deflusso, sia per l'acqua sia per il vapore, e quindi possono provocare la rapida evaporazione dell'acqua contenuta negli strati lungo le falde calde e l'altrettanto rapida raccolta del vapore nei giacimenti. La rapidità con cui possono formarsi i giacimenti è evidentemente molto importante agli effetti, pratici, dato che col tempo è crescente la dispersione del calore. Natu-

---

(1) DAY A. L., ed SHEPHERD E. S., *Water and magmatic gas.* Wash. Acad. Sci. Jour., Vol. 3, 1913, pp. 457-463.

ralmente questo modo di formazione del vapore non esclude la possibilità che dalle stesse faglie traggano origine dei fenomeni vulcanici i quali a loro volta diano luogo alla formazione di vapore secondo i modi indicati in a) e b).

Quest'ultimo modo di formazione, che può originarsi da tutte le faglie, con o senza manifestazioni vulcaniche collegate, è evidentemente da riguardarsi, oltrecchè come il più efficace nei riguardi della formazione dei giacimenti, anche come il più frequente e il più largamente operante.

La ricerca dei giacimenti di vapore, qualunque sia il modo di formazione, può essere fatta efficacemente mediante il rilievo sistematico del grado geotermico alla superficie del suolo, secondo le modalità precisate nella nostra monografia « Il rilievo termometrico del vapore naturale », in corso di pubblicazione.

Le zone più favorevolmente indiziate per le ricerche di vapore naturale, per quanto abbiamo detto più sopra, sono quelle caratterizzate da grande attività tettonica, ove sono in sviluppo grandi faglie, con sismicità elevata: la presenza delle manifestazioni vulcaniche alla superficie del suolo costituisce sempre un indizio favorevole sebbene non sia da riguardare come condizione necessaria.

Nella regione italiana sono da ritenere favorevolmente indiziate:

a) le zone marginali delle grandi isole e specialmente della Sicilia;

b) le coste della Calabria e della penisola salentina interessate dalla fossa ionica;

c) le zone costiere della penisola da Tolone fino a Reggio Calabria, in particolare quelle della Toscana e della Campania;

d) le zone marginali dell'arco di massimo dell'anomalia gravimetrica di Bouguer passante per Cuneo, Ivrea, i laghi Maggiore, di Como e di Garda, Verona e Rovigo.

È interessante notare che le manifestazioni vulcaniche attualmente attive nella regione italiana di terraferma e sottomarine cadono tutte in zone cui corrispondono valori d'anomalia compresi fra +25 e +50 mgal nella carta delle isoanomale isostatiche di De Bruyn calcolate col metodo di Airy-Heiskanen con compensazione locale e profondità di 30 km [1]. Nella stessa carta la zona dei soffioni boraciferi di Larderello risulta coll'anomalia di circa +35 mgal.

Milano, Settembre 1956.

---

(1) Bruyn J. W., *Isogam maps of Europe and North Africa.* Geophys. Prospecting, Vol. 3, 1955, pp. 1-14.

RIASSUNTO

Vengono date le formole approssimate di calcolo dell'energia sviluppata dagli scorrimenti del terreno lungo le faglie, sotto forma di calore e sotto forma di onde sismiche, e viene dimostrato come dagli stessi scorrimenti possano trarre origine i terremoti, superficiali e profondi, e le diverse manifestazioni vulcaniche.

Vengono quindi spiegate le diverse possibili modalità di formazione del vapore nel sottosuolo e infine vengono elencate le zone della regione italiana le quali paiono favorevolmente indiziate riguardo all'esistenza di giacimenti di vapore con grandi capacità interessanti l'industria.

SUMMARY

Approximate formulae are given for calculating the energy that is developed by the creeping of soil along the faults, in the form of heat and seismic waves, and evidence is furnished that earthquakes, whether superficial or deep, as well as the various volcanic phenomena, may originate from such creeping effects.

The various ways in which steam may form in the subsoil are explained and a list is given of such Italian districts as would appear to be most likely to contain extensive steam deposits that might offer an industrial interest.

BIBLIOGRAFIA

BARTELS J. e altri, *Geophysik* I. Volume XLVII della Handbuch der physik, Springer, Berlino, 1956.

COTTON C. A., *Volcanoes as landscape forms.* Whitcombe and Tombs, Christchuch, 1952.

GOGUEL J., *Introduction à l'étude mécanique des déformations de l'écorce terrestre.* Imprimerie Nationale, Parigi, 1948.

GUTENBERG B. e altri, *Internal constitution of the Earth.* Dover Publications, New York, 1951.

GUTENBERG B. e RICHTER C. F., *Seismicity of the Eearth and associated phenomena.* Princeton Univ. Press, Princeton, 1954.

JEFFREYS H., *The Earth.* Cambridge Univ. Press, Londra, 1952.

MAZZONI A., *I soffioni boraciferi toscani e gli impianti della « Larderello ».* Bologna, 1951.

POLDERVAART A. e altri, *The crust of the Earth* (A Symposium). Special Paper 62 della Geol. Soc. of Amer., New York, 1955.

RITTMANN A., *Vulcani, attività e genesi.* Editrice Politecnica, Napoli, 1944.

SUL PERIODO SISMICO DI PEDARA (ETNA) MANIFESTATOSI NEI PRIMI MESI DEL 1955

SALVATORE CUCUZZA SILVESTRI

Se frequenti e spesso gravi sono i terremoti del basso versante orientale dell'Etna, non meno interessanti sono quelli del versante meridionale, dove, secondo qualche autore (Baratta, De Fiore), si potrebbero addirittura localizzare diversi distretti sismici ben distinti.

Con la presente nota viene segnalata una serie di scosse sismiche avvertite, principalmente, durante il mese di Febbraio 1955 (ma iniziatasi nei primi giorni del mese di Gennaio, come sarà meglio esposto più avanti) nella zona del comune etneo di *Pedara* (*).

Secondo alcune informazioni raccolte presso il quartiere alto di *Pedara* (*M. Annunziata*), le prime scosse di terremoto sono state avvertite in questa zona il 6 Gennaio a 7^h30^m e a 7^h45^m, con intensità fra il II ed il III (**).

Di questa prima fase, che potrebbe essere considerata come la fase di apertura del periodo sismico, non si hanno altre notizie.

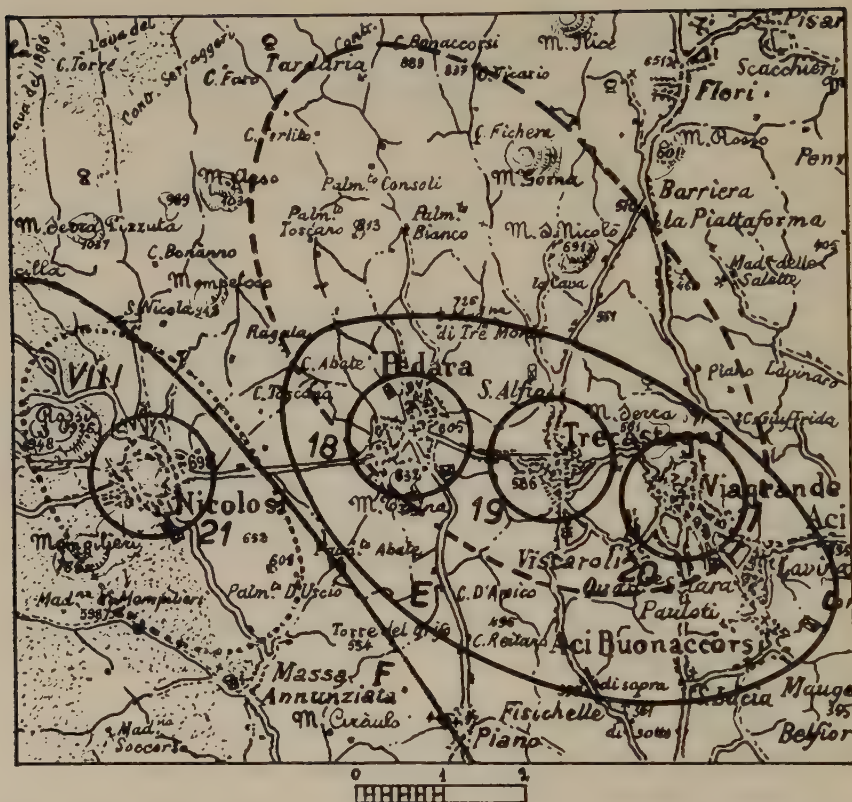
Presso il *Palmento Toscano* (2 Km a N di *Pedara* sulla strada della *Tardaria* – quota 780), nello stesso mese di Gennaio, nella notte fra il 18 ed il 19, furono avvertite altre scosse che si ripeterono numerose (circa 9) fra 21^h30^m del 18 e 6^h del 19. L'intensità di queste scosse è stata del II-III. Durante la stessa notte a *Fleri* (fraz. di *Zafferana*, versante orientale del vulcano) si verificarono scosse di II-III a 21^h45^m, 22^h, 22^h15^m, 24^h circa e 2^h del 19. Leggermente più forti furono avvertiti a *Zafferana* diversi tremiti sempre nella stessa notte 18-19. In nessun altro centro della zona si verificarono scosse in tali giorni, nè in quelli immediatamente successivi.

Secondo queste notizie, quindi, all'inizio del periodo sismico di *Pedara*, si sono avute manifestazioni anche in qualche zona del versante orientale del vulcano, dove, come sarà specificato più avanti, si è solo

---

(*) Il comune di *Pedara* è sito a circa 16 km a S-SE del cratere centrale dell'Etna a quota 610 slm.

(**) Per stabilire l'intensità delle scosse si è fatto uso dei gradi della *Scala Sismica Mercalli.*



Area mesosismica di VIII ed isosisma di VI per il terremoto dell'11 Maggio 1901 -secondo IMBO' (14)-

Distretto sismico E, parte del distretto F ed aree epicentrali 18, 19, 20 e 21 -secondo De Fiore (5)-

Area colpita dal periodo sismico di Pedara del Febbraio 1955 -secondo S. Cucuzza Silvestri-

notata qualche altra scossa durante il primo gruppo del Febbraio e verso la fine del periodo stesso (*).

Col successivo mese di Febbraio aumentarono il numero e l'intensità delle scosse, che vennero avvertite principalmente nel centro di *Pedara* e nelle campagne circostanti, fino alla *Tardaria* (frazione sita 4 km a N del detto centro – a quota 890). Molte di queste scosse vennero notante anche a *Trecastagni*, poche a *Viagrande* e pochissime a *Fleri*.

Il giorno 1 Febbraio a 5^h25^m a *Pedara*, si avvertì una scossa del V, che pare abbia provocato delle piccole lesioni in qualche vecchia casa del centro. Nella serata dello stesso giorno si verificarono numerose scosse leggere, che andarono via via aumentando di numero e di intensità, durante la notte e nelle prime ore del successivo giorno 2, mentre si estese anche l'area interessata. Si fa notare che fra 20^h45^m del giorno 1 e 6^h del 2 furono avvertite:

6 scosse nella parte centrale e merid. dell'abitato di *Pedara*
11 scosse nel quartiere di *M. Annunziata*
8 scosse nel quartiere di *S. Biagio*
diverse (non meno di 6) al *Palmento Toscano*
10 scosse alla *Tardaria*
5 scosse a *Trecastagni* (*Tondo Pedara*)
diverse scosse a *Trecastagni* (centro e quartiere *S. Alfio*)
4-5 scosse a *Trecastagni* (*Gaglianese*)
qualche scossa a *Viagrande*
diverse a *Fleri*.

Di queste l'intensità maggiore (V) fu raggiunta a 6^h, quando fu investita principalmente la zona *Pedara-Tardaria*, che può ritenersi l'area epicentrale di questo gruppo di fenomeni sismici. A *Trecastagni* nessuna scossa superò il IV ed a *Viagrande* e *Fleri* il II.

La scossa di 6^h provocò un certo panico nella popolazione di *Pedara*, essendo stata avvertita come *forte* da molte persone; essa causò anche dei danni al muro orientale ed al tetto di una casa del paese (via Rimembranze, 8) (**).

Date le condizioni della costruzione, piuttosto vecchia e malandata, ritengo che la scossa non abbia raggiunto il VI, ma solo il V.

(*) Si ha inoltre notizia di due leggere scosse avvertite a 1^h10^m del 7 Maggio a *Zafferana*.

(**) Questi danni vennero anche segnalati dal Sindaco di *Pedara* alla Prefettura di Catania.

Circa la frequenza delle scosse è da tener presente che essa è stata anche notevole durante i fenomeni sismici che si verificarono successivamente (vedi notte 10-11 Febbraio).

Con la scossa verificatasi a 9^h (?) dello stesso giorno 2 Febbraio e con qualche altra leggera notata nella notte anche a *Trecastagni*, si può considerare finito questo gruppo di scosse.

Ad esso seguirono dei leggeri tremiti isolati o a piccoli gruppi, interessanti la stessa zona, ma su area meno estesa:

giorno 4 a *Pedara*: 1^h15^m; alla *Tardaria*: 15^h; a *Trecastagni-S. Alfio*: 21^h, 21^h50^m;
» 5 a *Trecastagni-S. Alfio*: 5^h45^m;
» 8 a *Pedara*: 1^h15^m; 6^h.

Tutte queste scosse sono state del III, tranne due o tre del IV (ved. tabella). Esse possono essere considerate come un'appendice del gruppo precedente.

Dopo oltre due giorni (57 ore) di calma (durante i quali però sembrerebbe siano state avvertite scosse leggere a *Nicolosi*) a 15^h del 10 Febbraio ricominciarono a verificarsi scosse a *Pedara*, che si estesero verso *Trecastagni* a 21^h45^m e, successivamente, durante la notte, con un addensamento tale da determinare addirittura un gruppo dalle caratteristiche analoghe a quelle del gruppo dei giorni 1-2, del quale s'è detto. Infatti il numero delle scosse aumentò piuttosto rapidamente, si allargò verso Est l'area interessata, e il fenomeno, crescendo sempre d'intensità, culminò in commozioni di V, verso le prime ore del giorno 11 (*).

Durante la notte 10-11, vennero avvertite:

oltre 5 scosse a *Pedara* (centro e periferia)
oltre 4 scosse a *Trecastagni*.

Non furono segnalati tremiti nè alla *Tardaria* (*Pedara*) nè a *S. Alfio* (*Trecastagni*), per cui si può ritenere che questo gruppo di scosse sia stato più localizzato, con area epicentrale spostata, rispetto al precedente dei giorni 1-2, verso Sud-Est, essendo stata più colpita la zona *Pedara-Tondo di Pedara* (*Trecastagni*).

(*) Della scossa di V delle 5^h45^m ha dato notizia anche il quotidiano di Catania, « La Sicilia » del giorno 12 Febbraio 55, riferendo in generale di altre scosse avvertite, sempre a *Pedara*, nei giorni precedenti. La scossa non è stata registrata dai sismografi del Collegio « Pennisi » di *Acireale* (a km 9,5 da *Pedara*).

La fase decrescente del gruppo suddetto si protrasse per diversi giorni; essa è rappresentata dalle scosse dello stesso giorno 11 Febbraio a 13^h, avvertite a *Pedara* (III-V?) e a *Trecastagni* (IV); a 15^h30^m ancora a *Pedara*. Nei successivi giorni 12, 13, 14 si notarono scosse sempre più spostate verso Est (*Trecastagni*) e verso NE (*Fleri*): due scosse di II-III fra 15^h e 17^h del 14.

Il periodo si chiuse con un gruppo di scosse che si notarono dal 15 al 18 Febbraio, interessanti debolmente *Pedara* all'inizio (giorno 15 a 5^h50^m: III), più intensamente la zona della *Tardaria* (notte 16-17: IV-V) ed infine *Trecastagni* (il 17 a 21^h16^m ed il 18 a 6^h20^m, sempre di IV) e *Viagrande* (notte 17-18: II-III).

Anche in questa fase finale del periodo si osserva lo spostamento dell'area epicentrale sia verso Est e sia verso N, come viene confermato dalle leggere scosse (II-III) notate a *Fleri* il 14 e nella notte 16-17 contemporaneamente, queste ultime, a quelle più forti (IV-V) della *Tardaria*.

Raccogliendo tutte le notizie (*) in ordine cronologico, si hanno le tabelle riassuntive riportate nelle pagine che seguono. In esse l'intensità delle scosse è indicata con numeri romani.

Considerando l'andamento dei fenomeni suddetti, si può rilevare quanto segue:

1) Il periodo sismico di *Pedara* potrebbe dividersi nei seguenti gruppi:

primo gruppo: scosse dei giorni 18 e 19-Gennaio,

secondo gruppo: scosse dei giorni 1 e 2-Febbraio,

terzo gruppo: scosse dei giorni 10, 11, 12, 13, 14-Febbraio.

A questi gruppi principali, ben distinti nel tempo, sono da collegarsi le scosse delle fasi:

iniziale: del giorno 6 Gennaio;

intermedia fra il sec. ed il terzo gruppo principale: dei giorni 4, 5, 8 Febbraio;

finale: dei giorni 15, 16, 17 e 18 Febbraio;

(*) Durante i miei numerosi sopraluoghi sono stato coadiuvato dal tecnico dell'Istituto, Sig. Michele Taffara, che ringrazio unitamente a tutti coloro che gentilmente mi hanno fornito notizie e particolari, sia direttamente sia per corrispondenza.

Mese	Giorno	Ora	PEDARA Centro	PEDARA M. Grazia	PEDARA Annunziata	PEDARA S. Biagio	PEDARA Palmento Toscano	PEDARA Tardaria	TRECASTAGNI Tondo Pedaria	TRECASTAGNI Centro	TRECASTAGNI S. Alfio	TRECASTAGNI Gaglianese	VIAGRANDE	NICOLOSI	FLERI
GENNAIO	6	7h 30m			II-III										
		7h 45m			III										
	18	21h 30m					II-III								
		21h 45m					9 scosse								II-III (Scosse di IV anche a Zafferana)
		22h													II-III
		22h 15m													II-III
		24h c.													II-III
	19	2h c.													II-III
		6h c.					II-III								

Mese	Giorno	Ora	PEDARA						TRECASTAGNI				VIAGRANDE	NICOLOSI	FLERI
			Centro	M. Grazia	Annunziata	S. Biagio	Palmento Toscano	Tardaria	Tondo Pedara	Centro	S. Alfio	Gaglianese			
FEBBRAIO	1	5h 25m	(*) V												
		20h 45m			III										
		21h c.	diverse					III							
		21h 20m				III									
		23h 45m			IV										
	2	0h 30m							IV						
		0h 45m						III							
		1h c.	IV		III	III									
		3h c.			III; 11 scosse	8 scosse	III; diverse scosse	10 scosse	5 scosse notte	diverse scosse	d'verse scosse	4-5 scosse notte	qualche scossa leggera in ora imprecisata		diverse scosse molto leggere
		4h c.			III										
		5h 30m													
		5h 45m	V												
		6h	(**) V			(*) V		V							II
		6h 30m			V										
		9h ?	III ?		IV ?			IV ?							
		sera	diverse												
		notte								1 o 2 scosse					
	4	1h	IV												
		15h			III			IV							
		21h									III				
		21h 50m									III				
	5	5h 45m									IV				
	8	1h 15m		III											
		6h		III-IV											
		notte												2 scosse ?	
	9	notte												diverse scosse ?	

(*) Lesioni in una vecchia casa (?)
(**) Scossa segnalata alla Prefettura di Catania.

Mese	Giorno	Ora	PEDARA Centro	PEDARA M. Grazia	PEDARA Annunziata	PEDARA S. Biagio Palm.	PEDARA Palmento Toscano	PEDARA Tardaria	TRECASTAGNI Tondo Pedara	TRECASTAGNI Centro	TRECASTAGNI S. Alfio	TRECASTAGNI Gaglianese	VIAGRANDE	NICOLOSI	FLERI
Segue FEBBRAIO	10	15h c.				IV									
		21h 45m							IV						
		notte	diverse						diverse						
	11	0h 45m							IV						
		1h 30m		III											
		5h		IV-V	molte										
		5h 10m								III					
		5h 30m	III	diverse		V(*) diverse			V	IV (**)		III			
		5h 35m	IV		V				V						
		5h 40m	V												
		5h 45m	IV-V(***)							III					
		5h 50m								III					
		6h	IV												
		6h 15m										III			
		13h		III		V ?				IV					
		15h 30m	III												
	12	mattino	III												
		6h	III ?							III					
		6h 15m										II-III			
	13	5h 45m							IV						
	14?	15h/17h													2 scosse III-II
	15	mattino	III												
		5h 50m	III												
	16	notte sul 17					IV-V	IV-V							diverse III-II
	17	21h 16m								IV					
		notte sul 18	III ?										II-III		
	18	6h 20m								IV					

(*) Tutte le scosse avvertite nel quartiere di *S. Biagio* sembra che abbiano avuto un'apparente provenienza da Est.
(**) Apparente provenienza della scossa da Est. (***) Scossa segnalata da «La Sicilia». (Vedi nota del testo).

2) dei gruppi principali, il più lungo è il terzo e il più intenso il secondo;

3) la zona interessata da tutto il periodo comprende i centri di *Pedara*, *Trecastagni* e *Viagrande* e le frazioni *Tardaria*, *Gaglianese* e *S. Alfio*. Essa è ben limitata ,per lo meno dai lati occidentale, meridionale e orientale, non essendo stata avvertita alcuna scossa *certa* nè a Nicolosi (km 4 a W di *Pedara*), nè a *Fisichelle sup.* (km 2,5 a S di *Trecastagni*), nè a *Paternostro* (km 1,5 a S di *Viagrande*), nè a *Lavina*, nè ad *Aci-S. Antonio* (siti ad E di *Viagrande*). Non si sono potute avere notizie dalle zone a N della *Tardaria*, dove non esistono centri abitati. Si sa, con certezza, che alla *Casa Cantoniera* dell'Etna (quota 1882) non è stata avvertita alcuna scossa;

4) del territorio interessato risultano maggiormente colpite: la zona alta dalle scosse del primo gruppo, le zone alta e centrale da quelle del secondo e la zona centro-meridionale da quelle del terzo. Ciò proverebbe un leggero spostamento dell'area epicentrale verso Sud-Est avvenuto durante lo svolgersi del periodo sismico vero e proprio;

5) nelle fasi iniziale e finale è entrata in agitazione anche una parte di un'altra area (quella più orientale di *Fleri*, *Zafferana*), che però non ha più oltre partecipato al fenomeno.

* * *

Nella storia dei fenomeni sismici dell'Etna, che, come è noto, non è soddisfacentemente completa, sopratutto per i *periodi di riposo eruttivo*, i centri interessati dalle recenti scosse sono indicati con una relativa frequenza.

Collegati certamente a manifestazioni parossistiche *laterali*, con teatro eruttivo prossimo, o molto prossimo, sono da considerarsi i terremoti della zona di *Pedara* dei seguenti anni:

1408 (*) Nov. — teatro erutt. laterale presso M. Arso, km 4 a NW di *Pedara*.

1410 — probabilmente in relazione all'eruz. precedente.

1444 — teatro erutt. laterale nella stessa zona dell'eruz. prec.

1534-35 — teatro erutt. laterale presso Serra Pizzuta, km 4,5 a W-NW di *Pedara*

(*) Anno al quale risalgono le prime notizie attendibili di fenomeni sismici nella zona suddetta.

1669 — teatro erutt. laterale dei M. Rossi – area epicentrale: *Nicolosi*.

1763 Giu. — teatro erutt. laterale della Montagnola, km 12 a N-NW di *Pedara*.

1883 Mar. — teatro erutt. laterale presso M. Concilio, km 7,5 a NW di *Pedara*.

Contemporanee a manifestazioni eruttive terminali o subterminali, o, più frequentemente, premonitrici di esse, o, infine, successive ad esse, sono le seguenti scosse che hanno più o meno violentemente colpito la zona di *Pedara*:

1781 Mag. — che interessarono quasi tutti i centri abitati etnei;

1809 Mar. — che colpirono un'estesa area del vers. N del vulcano con eruzione laterale del 27-III;

1842 Nov. — area colpita molto estesa – versante S;

1906 Giu. — area epicentrale: *Massannunziata* – attività esplosiva centrale nel Gennaio;

1911 Ott. — area più colpita: *Fondo Macchia* – eruzione laterale versante N nel Novembre;

1915 Apr. — area colpita: *Pedara* – contemporanea attività centrale e subterminale;

1916 Dic. — idem;

1921 Gen. — area più colpita *Zafferana* – successiva attività subterm. nel Marzo;

1923 Nov. — area colpita estesa verso Sud Est – eruzione laterale nel Giugno-Luglio versante N;

1931 Ago. — area più colpita: versante E – ripresa attività centrale in Luglio.

Da questi due elenchi si rileva che in cinque secoli e mezzo la zona di *Pedara* è stata colpita da 17 terremoti — o periodi sismici — *certamente* riferibili ad eruzioni laterali (7) o ad attività eruttiva centrale e subterminale (10). Vedi, in fine, le conclusioni riassuntive al n. 6.

Questa constatazione potrebbe essere considerata di notevole interesse, giacchè, come è dimostrato più avanti — sempre attraverso notizie storiche attendibili di macrosismi — quella di *Pedara* rappresenta

una zona di *relativa stabilità*, le cui rare ed eccezionali vibrazioni svelerebbero — con buona probabilità — un risveglio del dinamismo eruttivo etneo.

Nel considerare la distribuzione dei terremoti del basso versante meridionale dell'Etna e tenendo presente le caratteristiche di quelli che hanno colpito prevalentemente la zona di *Pedara*, si nota che *detta zona generalmente non partecipa alle vibrazioni, anche violentissime, del vicino centro di Nicolosi* (*ad appena 4 km di distanza*). Ricordo infatti i terremoti avvertiti appunto a *Nicolosi*, e non a *Pedara*, nei seguenti anni:

1663 — i cui effetti furono disastrosi nella contrada *Piano* del citato paese, con gravi danni e 17 morti;

1766 — periodo simico collegato allo sgorgo lavico verificatosi a S della *Montagnola*;

1805 (3 Lug.) — in relazione ad attività centrale del vulcano;

1818 (20 Feb.) — violentissimo sisma dalla vasta ed irregolare area epicentrale non comprendente nè *Pedara*, nè *Trecastagni*, nè *Viagrande*;

1832 (24-26 Nov.) — in relazione all'eruz. lat. di *Bronte*;

1852 — contemporanei all'eruz. lat. in *Valle d. Bove* (20-21-VIII 1852 27-V-1853);

1885 — periodo sismico del Set.-Ott. con scosse anche di VIII, in area molto circoscritta;

1892 (Lug.) — in relazione all'eruz. lat. dei *M. Silvestri*, con scuotimenti di quasi tutto l'edificio etneo;

1893 (1 Apr.) — avvertito del VI a *Zafferana*...;

1894 (7 Ago.) — avvertito del VIII a *Zerbate*...;

1894 (8 Ago.) — avvertito del IX a *Mazzasette-Fleri* ...;

1897 (Feb.) — avvertito del V a *Riposto, Mascalucia* ...;

1898 (Mag.) — avvertito dell'VIII a *Ragalna* ...;

1900 (Ott.) — locale: *Nicolosi*;

1902 (Feb.) — avvertito del V a *Zafferana* ...;

1903 (Gen.) — avvertito del V a *Zafferana, Milo* ...;

1903 (Mar.) — avvertito del V a *Massannunziata* ...;

1903 (Nov.) — avvertito del VI a *Viagrande, Zafferana, Milo* ...;

1905 (Mag. e Set.) — avvertito del V a *Milo, Zafferana, Randazzo*...;

1907 (Lug. e Dic.) — avvertito dell' VIII a *Zerbate* e del VI a *Zafferana*...;

1908 (Mag. e Dic.) — avvertito del VI a *Milo* ...;

1914 (Apr. e Mag.) — periodo sismico interessante prevalentemente i versanti N ed E;

1917 (Giu.) — avvertito del VI a *Ragalna* ...;

1918 (Giu.) — avvertito del VI a *Biancavilla* ...;

1919 (Mag.) — locale *Nicolosi*;

1928 (Mar.) — (ricordo l'eruz. laterale del Novembre).

La zona di *Pedara* presenta inoltre una certa indipendenza dai fenomeni sismici verificatesi anche in altre zone dello stesso versante meridionale del vulcano e di quello orientale. Già ho segnalato fra i terremoti che hanno colpito *Nicolosi* e risparmiato *Pedara*, quelli che non hanno avuto *Nicolosi* stesso come area epicentrale (*); a questi aggiungo le seguenti scosse manifestatesi in altre zone anche vicine o vicinissime senza colpire *Pedara*:

2 Ott. 1909 (III a *Viagrande*, VII a *Malati*);

15 Mag. 1910 (III a *Viagrande*);

20 Gen. 1911 (III a *Viagrande*);

4 Ott. 1912 (III a *Trecastagni*, VI a *Milo*);

25 Giu. 1913 (III a *Viagrande*, V a *Milo*);

19 Ago. 1913 (II a *Trecastagni*, V a *Biancavilla*);

Mag. 1914 (periodo sismico interessante il versante orientale, con scosse di IV-V-VII a *Viagrande*);

Giu. e Nov. 1920 (II a *Viagrande*, isolate, locali);

1 Feb. 1932 (deboli a *Trecastagni*, isolate);

(*) Cioè quelli degli anni 1766, 1818, 1832, 1892, 1893, 1894, 1897, 1898, 1902, 1903, 1905, 1907, 1908, 1914, 1917, 1918.

13 Apr. 1938 (VI a *Viagrande*);

1 Mar. 1952 (III a *Viagrande* – collegate al violento periodo sismico di *Princessa Zafferana*).

Indipendenti da attività eruttiva sono da considerarsi soltanto i seguenti terremoti della zona di *Pedara*:

— quello, locale, proprio di *Pedara* (IV), del Nov. 1898 (avvertito di II soltanto a *Biancavilla*);

— il periodo sismico di Nicolosi (scosse fino all' VIII) del Mag. 1901, che colpì anche *Pedara* con scosse del V, *Trecastagni* (III) e *Viagrande* (II).

* * *

Attraverso i dati che ho esposto si possono trarre le seguenti conclusioni:

1) il periodo sismico oggetto della presente nota, ha interessato una zona abbastanza circoscritta, attorno al centro di *Pedara*, con le caratteristiche, già riassunte, le quali ricordano i terremoti degli anni 1634, 1915, e 1916;

2) i terremoti della zona di *Pedara* generalmente investono un'area abbastanza circoscritta;

3) le scosse non si propagano che molto raramente in zone vicine; se ciò si verifica, l'eccitamento si ha principalmente verso Est e verso Nord Est;

4) le scosse non sono mai molto forti (con massimi d'intensità intorno al V-VI);

5) le scosse di altre zone, anche vicine, difficilmente provocano la vibrazione della regione di *Pedara* (vedi indipendenza già dimostrata dai sismi di *Nicolosi* e da quelli del versante orientale del vulcano);

6) generalmente l'attività sismica della regione oggetto di questa nota è da collegarsi ad una ripresa eruttiva del vulcano già manifestatasi immediatamente prossima nel tempo e nello spazio (specie se eruzioni laterali), ovvero con fenomeni parossistici terminali e subterminali (anche a distanza di qualche mese);

7) il numero e la frequenza dei terremoti registrati nella zona di *Pedara* non sono tali da far considerare detta zona come un'*area sismica vera e propria*, contrariamente a quanto ha asserito qualche autore (*).

8) le scosse dei centri vicini colpiscono la zona di *Pedara* soltanto se violente e frequenti, ciò che dimostra una certa stabilità della zona stessa;

9) questa stabilità viene turbata *isolatamente* soltanto quando abbiano a verificarsi « rari » assestamenti superficiali (postumi d'eruzione, etc.) o movimenti magmatici non molto profondi;

10) la recente attività sismica può essere infatti riferita a fenomeni del suddetto ultimo tipo, come dimostra la seguente tabella riassuntiva dell'attività centrale dell'Etna nell'anno 1955 (**), dalla quale si ricava che a circa due mesi dal periodo sismico di *Pedara* è cominciato il risveglio subterminale del vulcano.

(*) Il *Baratta* [1] comprende *Pedara e Trecastagni* nella *regione sismica di Nicolosi*, cioè in quella zona interessata da un certo numero di scosse che avrebbero avuto « il focolare situato nei pressi di *Nicolosi* ». Egli, però, nel descrivere i fenomeni sismici della regione, accenna tanto a scosse localissime, avvertite, spesso con notevoli danni, *nel solo centro di Nicolosi*, quanto a scosse più estese, segnalate nei centri vicini, per cui non appare ben caratterizzata e distinta questa presunta *regione sismica*.

Nelle relazioni isolate dei terremoti etnei prima e dopo della citata pubblicazione del Baratta (Silvestri, Arcidiacono, Riccò, Platania, etc.) non si riscontrano distinzioni di zone sismiche, distretti, aree che possono interessare la regione di *Pedara*.

Bisogna arrivare ai lavori conclusivi del *De Fiore*, prima, e dell'*Imbò*, dopo, per avere sistematiche e particolareggiate ricerche sulla sismicità etnea e sulla distribuzione delle aree epicentrali.

Il primo A. infatti ammette l'esistenza di *aree sismiche ben definite e sicure* (alle quali corrisponde almeno un ipocentro ben distinto). Fra queste *aree* egli inserisce *Trecastagni e Viagrande* [4] e successivamente *Pedara* [5]. Lo stesso A. inoltre comprende questi tre centri in un distretto sismico indipendente da quello più occidentale di *Nicolosi*.

L'Imbò [14] distingue in tutta l'Etna tre *zone sismiche* « entro le quali sarebbero situati gli ipocentri ».

In tal modo la regione compresa tra *Nicolosi* e *Trescatagni* apparterebbe alla area meridionale e *Viagrande* invece rimarrebbe fra questa e quella orientale, senza essere considerata un vero e proprio *epicentro*.

(**) Più ampi particolari si trovano nella relazione da me fatta in altra nota sui più recenti fenomeni eruttivi dell'Etna.

Attività centrale e subterminale dell'Etna nell'anno 1955

Gennaio		esalazione lenta di vapori bianchi dalla sola voragine del cratere subterminale di Nord Est; continuano a verificarsi esplosioni « profonde », senza proiezione di materiale solido fuori della voragine; non si notano bagliori;
Febbraio-Marzo		esalazione lenta di vapori bianchi (qualche giorno con violenti « sbuffi »);
Aprile	5	bagliori notturni, segnalati da Taormina (da 20^h a 20^h30^m) segno di affioramento di magma nel fondo del cratere subterminale di Nord Est;
	26-27	sabbia grigia non magmatica, caduta a *Riposto* nella notte, proveniente probabilmente dal cratere subterminale;
	27	boati segnalati da Zafferana (da 13^h a 13^h30^m) – segno probabile di una breve attività esplosiva del cratere subterminale di NE;
	28	si nota cenere scura caduta attorno all'orlo del cratere subterminale di NE (?);
Maggio	4	bagliori con lancio di scorie incandescenti fuori dell'orlo della voragine del cratere subterminale di NE (intorno a 20^h);
	5	emissione di vapori grigi contenenti sabbia magmatica dal cratere subterminale di NE; lunghi intervalli di esalazione di soli vapori bianchi;
		questa attività dura per quasi tutto il mese;
Giugno		attività subterminale apparentemente ridotta, con esplosioni « profonde » e con esalazione di notevoli masse di vapori;
	29	inizia l'attività parossistica subterminale che culmina in quella centrale del settembre;
Ottobre-Dicembre		continua e si esaurisce l'attività parossistica subterminale, mentre il cratere centrale entra in fase di lenta esalazione fumarolica.

Istituto di Vulcanologia dell'Università di Catania, 1955.

RIASSUNTO

L'autore si occupa dello studio di alcuni terremoti verificatisi nei mesi di Gennaio e Febbraio 1955 nella zona di Pedara, versante meridionale dell'Etna. Le caratteristiche di questi fenomeni sismici vengono confrontate

con quelle di fenomeni analoghi verificatisi nel passato. Se ne ricava che i terremoti di Pedara:

— sono estremamente localizzati in area abbastanza circoscritta al centro abitato;

— sono poco violenti (V–IV);

— non provengono generalmente da agitazioni sismiche di zone vicine o vicinissime (es. Nicolosi);

— non sono frequenti (tanto che la zona non ha specifici caratteri di « Marea sismica »).

Sui dati macrosismici passati e considerando l'andamento dei fenomeni eruttivi etnei — anche attuali — si avanza l'idea che la sismicità della zona sia collegata principalmente all'attività eruttiva del vulcano, forse più di quanto non sia constatato per altre zone dell'Etna.

BIBLIOGRAFIA

(1) Baratta, M., *I terremoti d'Italia.* Torino, 1901.

(2) — *I terremoti in Italia.* Pubbl. Commissione It. studio grandi calamità, Vol. VI, Firenze, 1936.

(3) Cumin, G., *Il terremoto di Codavolpe (vers. orientale Etna) dell'8-IV-1950.* Boll. Acc. Gioenia, Ser. IV, Vol. II. fasc. 8, Catania, 1954.

(4) — *Su l'attività eruttiva terminale dell'Etna iniziatasi il 25 giugno 1955.* « Stromboli », N. 4, 1955.

(5) De Fiore, O., *Il periodo di riposo dell'Etna 1893-1907.* Mem. Acc. Zelanti Ser. III, Vol. VI. Acireale, 1908-09.

(6) — *L'Etna. Il « periodo di riposo » 1911-18.* Catania, 1919.

(7) — *Come è stato e come dovrebbe essere studiato l'Etna.* Catania 1919.

(8) — *I fenomeni eruttivi, sismici e pseudovulcanici avvenuti all'Etna nel 1916.* Boll. Soc. Sismol. It. Vol. XXI-XXIV. Anni 1917-18, 1922-23. Modena, 1924.

(9) — *I fenomeni eruttivi e sismici avvenuti all'Etna dal 1919 al 1923.* Ann. Osservatorio Vesuviano, Ser. III, vol. II, Napoli, 1925.

(10) — *I movimenti tellurici (del III-1952).* Intervista col Direttore dell'Ist. Vulcanologico Etneo. « Il Corriere » di Catania del 4-III-1952.

(11) Gemellaro, C., *La Vulcanologia dell'Etna.* Atti Acc. Gioenia, Ser. II, Vol. XIV-XV, Catania, 1858-59.

(12) Imbò, G., *Terremoti della regione orientale etnea.* Bull. Volcanologique, N.ri 11-18, Napoli, 1928.

(13) — *L'attività eruttiva e sismica dell'Etna dal Nov. 1928 a tutto il 1923.* Annali Osserv. Vesuviano, Ser. IV, Vol. II, Napoli, 1929-30.

([14]) IMBÒ, G., *Linee isosismiche in zone vulcaniche con particolare riguardo all'Etna*. Mem. Acc. Zelanti, Ser. IV, Vol. III, Acireale.

([15]) — *I terremoti etnei*. Pubbl. Commissione It. studio grandi calamità. Vol. V, parte I, Firenze, 1935.

([16]) PLATANIA, G., *Sul periodo sismico del maggio 1914 nella regione orientale dell'Etna*. Mem. Acc. Zelanti, Ser. III, Vol. VII, Acireale 1915.

([17]) — *Sul periodo sismico del Nov. 1919 presso Acireale*. Boll. Osserv. Geodinamico di Catania, Nuova Ser., n. 3-4, 1920.

([18]) SARTORIUS VON WALTERSHAUSEN, W., *Der Aetna*. Leipzig, 1880.

CONVEGNI E CONGRESSI

ASSOCIAZIONE GEOFISICA ITALIANA

VI CONVEGNO ANNUALE

ROMA, 9-10 NOVEMBRE 1956

Nei giorni 9 e 10 novembre 1956 si è tenuto in Roma presso la Sede dell'Istituto Nazionale di Geofisica il VI Convegno Annuale dell'Associazione Geofisica Italiana.

Hanno partecipato ai lavori del Convegno i seguenti Soci oltre a numerosi invitati: E. M. Albanese, G. Amadei, F. Bachelet, V. Barone-Adesi, G. Bartolucci, R. Bilancini, E. Bernacca, A. Bolle, A. Boni, P. Caloi, L. Casertano, G. Cena, R. Cialdea, A. M. Conforto, B. Conforto, A. De Maio, M. De Panfilis, O. De Pasquale, E. De Rossi-Diamanti, F. Di Benedetto, D. Di Filippo, P. Dominici, A. Fantoli, G. Fea, D. Fedele, R. Fiano, A. Francaviglia, M. Giorgi, G. Imbò, A. Maino, L. Marcelli, F. Mariani, E. L. Martin, G. Mazzarella, E. Medi, F. Molina, M. Montalto, D. Montanari, C. Morelli, S. Palmieri, G. Panicali, B. Pavesi, F. Pellegrini, F. Penta, A. Persano, G. Righini, G. Roncali, E. Rosini, B. Salvatori, G. Salvioni (in rappresentanza anche dell'Istituto Geografico Militare), M. Santangelo, L. Santomauro, F. Signore, G. Silva, L. Solaini, A. Sposito. P. E. Valle, I. Visconti, P. Vittozzi, G. Zanotelli,

Non hanno potuto partecipare ai lavori del Convegno ma hanno inviato la loro adesione i proff.: G. Aliverti, C. Aquilina, G. Boaga, Cap. di Vasc. E. De Brazzi, A. Norinelli, S. Polli.

I lavori del Convegno si sono svolti secondo il programma predisposto dal Consiglio di Presidenza.

PROGRAMMA GENERALE

Venerdì 9 Novembre 1956

Ore 10,00 – Assemblea Generale dei Soci:
a) Saluto del Presidente prof. G. Imbò;
b) Ammissione dei nuovi Soci;
c) Elezione di due Consiglieri in sostituzione degli uscenti.

» 11,00 – Esposizione e discussione delle comunicazioni scientifiche presentate dai Soci.

» 12,00 – Prima riunione del Consiglio di Presidenza per deliberare sulle proposte da presentare all'Assemblea.

» 16–18,30 – Esposizione di alcune relazioni sui problemi scientifici dell'Anno Geofisico Internazionale.

Sabato 10 Novembre 1956

Ore 9,00 – Comunicazioni scientifiche presentate dai Soci.

» 10,30 – Comunicazioni della Presidenza e Relazione Finanziaria.

» 11,30 – Seconda riunione del Consiglio di Presidenza.

» 13,00 – Colazione offerta dall'I.N.G. e successiva visita agli Scavi di Ostia.

Alle ore 10 del 9 novembre 1956 il Presidente dell'A. G. I., prof. G. Imbò, dichiara aperta la seduta rivolgendo il Suo saluto all'Assemblea.

SALUTO DEL PRESIDENTE

« Mi è gradito porgere a tutti gli intervenuti il mio cordiale saluto. Anche questa volta, per motivi noti a tutti voi, s'è dovuto differire la nostra annuale riunione. Posso però assicurare che in avvenire si cercherà di rispettare entro i limiti del possibile, anche nei riguardi delle

date, il programma di lavoro prefissato. Sono sicuro che la conoscenza delle date dei nostri Convegni con conveniente anticipo molto contribuirà alla riuscita di essi per la partecipazione attiva di un numero maggiore di consoci, specie se si ha la sicurezza che il Convegno è presto seguito dalla distribuzione del completo resoconto dell'attività dell'Associazione, che, se intensa nel corso del Convegno, si svolge con quasi continuità. Per consuetudine ciascuna riunione viene preceduta dalla esposizione di tale attività. Essa in effetti nel presente caso si è limitata principalmente alla ponderata attuazione delle deliberazioni approvate a chiusura del passato Convegno; e di ciò va lode al solerte nostro Segretario, che prego di accogliere il nostro vivo ringraziamento.

Come può rilevarsi dal programma, una notevole importanza si è voluto dare all'esposizione da parte di illustri colleghi delle finalità dell'Anno Geofisico nelle varie sezioni. La preparazione di quest'Anno è stata coraggiosamente affrontata da diversi Stati con programmi che si sono andati via via modificando ed estesi, in modo, direi, da interessare quasi tutte le branche della Geofisica. Si spera che le presenti vicende non impediscano lo svolgimento delle progettate ricerche. È augurabile poi che l'Italia, con mezzi convenienti, possa degnamente figurare; e può dirsi che ciascuno di noi è impegnato per consentire, entro le singole possibilità, il raggiungimento delle auspicate finalità.

Ma la trattazione di un tale argomento non deve far dimenticare che è anche prossima l'Assemblea di Toronto. È vero che dovrebbe separarci da essa un anno quasi intero e che avremo in precedenza un altro Convegno; ma il tempo vola ed il ricordo non è mai vano, tanto più che vi è un nostro impegno che dobbiamo mantenere e cioè quello della presentazione del secondo volume della Bibliografia Geofisica Italiana per il triennio 1954-1956. Per la redazione di essa sono stati interessati alcuni nostri colleghi che hanno aderito all'invito ed ai quali deve essere rivolto il nostro rigraziamento.

Esso rappresenta invero una esposizione direi retrospettiva, occorre però che si abbia anche una prova concreta, con contributi specifici, della nostra attività. Sotto questo punto di vista i nostri Convegni possono considerarsi palestre di formazione e d'ispirazione. Ciò significa anche che una maggiore efficienza delle singole attività possa essere determinata da concordi collaborazioni.

Con tale spirito e con la realizzazione pratica dell'ammesso significato delle nostre riunioni periodiche io spero che l'attuale Convegno possa riuscire altamente proficuo. Rivolgo perciò a tutti l'augurio di un denso ed efficace lavoro ».

Il Segretario dell'A.G.I. comunica quindi all'Assemblea i nominativi delle persone che hanno fatto domanda di ammissione all'Associazione; i richiedenti sono: Dr. Francesca Bachelet, ing. Alessandro Boni, Dr. Anna Maria Conforto, ing. Raul Fiano, Dr. Antonino Francaviglia, dott. Niccolò Mattana, dott. Domenico Montanari, Dr. Francesco Pellegrini, prof. Gugliemo Righini, Dr. Ottavio Sarrica, Dr. Antonino Sposito.

L'Assemblea esprime alla unanimità parere favorevole all'accoglimento delle domande e ne rinvia la ratifica al Consiglio di Presidenza.

Si passa quindi alla elezione di due nuovi Consiglieri in sostituzione della prof. G. Aliverti e del prof. G. Cassinis che terminano il loro mandato triennale.

Alla elezione partecipano n. 56 soci comprese n. 7 deleghe; sono nominati tre scrutatori nelle persone dei dott. E. De Rossi-Diamanti, A. De Maio e L. Marcelli.

Sono risultati eletti il prof. L. Solaini ed il prof. G. Boaga.

Il Consiglio di Presidenza risulta pertanto così costituito:

Presidente: prof. G. Imbò (1955)

Consiglieri: prof. R. Bilancini (1954)
» G. Boaga (1956)
» P. Caloi (1954)
» F. Penta (1955)
» M. Santangelo (1955)
» L. Solaini (1956)

Segretario: prof. M. Giorgi

Il Presidente dà quindi inizio alla esposizione e discussione delle comunicazioni scientifiche presentate dai Soci, nel seguente ordine:

1. – A. Norinelli, « Sulla 'correzione per la gravità' nelle misure con bilance magnetiche ». Letta dal prof. G. Silva.

2. – E. Medi, « Su alcuni risultati di prospezioni sismiche a Larderello ».

3. – G. Imbò, « Considerazioni sulla tensione magmatica ».

4. – E. Rosini, « Su un indice di rendimento in meteorologia agraria ».

5. – S. Polli, « Il livello del mare quale riferimento altimetrico ». Letta dal prof. M. Giorgi.

I lavori sono sospesi alle ore 13.

Alle ore 16 è riaperta la seduta con la esposizione delle seguenti relazioni su alcuni problemi scientifici riguardanti l'Anno Geofisico Internazionale 1957-58:

— M. Giorgi, F. Molina: Gruppo I « Giorni Mondiali »

— R. Bilancini: Gruppo II « Meteorologia »

— M. Giorgi: Gruppo III « Magnetismo Terrestre »

— G. Righini: Gruppo VI « Attività Solare », seguita dalla proiezione di films sull'argomento.

— F. Bachelet, A. M. Conforto: Gruppo VII « Raggi Cosmici »

— G. Silva: Gruppo VIII « Longitudini e Latitudini ».

Il prof. A. Bolle espone brevemente alcune osservazioni su ricerche sismiche eseguite nella zona di Larderello.

La Seduta viene sospesa alle ore 19,30.

Il giorno 10 novembre alle ore 9 si riapre la seduta sotto la presidenza del prof. C. Morelli e vengono esposti i seguenti lavori seguiti spesso da interessanti discussioni:

6. – F. Di Benedetto, *a*) « Un metodo obiettivo per la determinazione della subsidenza negli anticicloni dinamici »,

b) « Una nota sul vento isallobarico ».

7. – E. Rosini, O. Sarrica, « Sulla costituzione dei chicchi di grandine ».

8. – A. Boni, « Rilevamento di un satellite geofisico ».

9. – M. Giorgi, « Alcune apparecchiature per lo studio delle proprietà magnetiche delle rocce ».

10. – P. E. Valle, « Sul gradiente di temperatura minimo necessario per la formazione di 'low-velocity layers' ».

11. – A. Francaviglia, « Su alcune ricerche a mezzo di sondaggi elettrici fatti in Sicilia dalla C. G. G. ».

12. – F. Mariani, *a*) « Correlazione tra attività solare e densità elettronica ionosferica »;

b) « Effetti non stagionali nella densità elettronica dello stato F_2 ».

c) « Oscillazione di marea nell'atmosfera ».

13. – O. De Pasquale, « La rete attinometrica del Servizio Meteorologico A. M. Italiano – Risultati del primo anno di misura della radiazione globale ».

14. – R. Cialdea, « La diffusione secondaria durante le eclissi totali di sole ».

Alla fine delle esposizioni il Presidente, prof. G. Imbò, rivolge un cortese invito ai presentatori che non lo avessero già fatto di far pervenire alla Segreteria nel più breve tempo possibile i manoscritti.

Il Segretario illustra quindi il Bilancio Finanziario dell'A.G.I. per l'anno decorso; l'Associazione può affrontare serenamente i suoi impegni di lavoro e di progresso secondo le finalità statutarie grazie agli aiuti di cui ha potuto fruire specialmente da parte del Consiglio Nazionale delle Ricerche; sopratutto si potrà far fronte alle spese del 2º Volume della « Bibliografia Geofisica Italiana » da presentare all'Assemblea Internazionale dell'U.G.G.I. a Toronto.

L'Assemblea approva quindi all'unanimità il seguente resoconto finanziario relativo all'anno 1955-56:

Resoconto finanziario

dal 16 novembre 1955 all'8 novembre 1956

Elenco spese:

1. – Per spese sostenute durante il V Convegno (Gita turistica, trasporto in pullman, prestazioni di servizio d'ordine, servizio fotografico, riproduzioni al ciclostile, diramazioni inviti e varie), (Fatt. nn. 36, 37, 38, 39, 43, 44, 45, 46, 47, 48)	L.	108.820
2. – Per stampa inviti e rimborso spese ai familiari in occasione della Commemorazione del prof. M. Tenani (Fatt. nn. 40, 50)	»	27.583
3. – Per lavori di Segreteria (dattilografia, stampa e varie), dal Maggio 1954 al Novembre 1955 (Fatt. n. 49)	»	20.000
4. – Acquisto di una macchina da scrivere « Olivetti Lexikon 80 » (Fatt. n. 41)	»	133.000
5. – Rimborso spese di viaggio a partecipanti alle riunioni del Consiglio di Presidenza del 18/XI/55 e del 28/IV/56 (Ricevute prot. nn. 869/S, 894/S, 909/S, 965/S)	»	67.018
6. – Per forniture di cancelleria (Fatt. nn. 51, 52, 53) .	»	8.510
7. – Spese postali dal 22/XI/55 all'8/XI/56	»	15.865
Totale	L.	380.826

Introiti:

1. – Quote sociali n. 81 a L. 1000 cad.	L.	81.000
2. – Vendita di n. 2 copie della « Bibliografia Geofisica Italiana »	»	2.305
3. – Interessi al 31/XII/55 sulle somme depositate al Banco di S. Spirito	»	7.433
4. – Contributo del C.N.R. per un « Simposio di Oceanografia Fisica »	»	200.000
TOTALE	L.	290.738

Riepilogo Bilancio:

— Residuo Cassa al 16 Novembre 1955	L.	1.245.387
— Entrate dal 16 novembre 1955 all'8 novembre 1956	»	290.738
TOTALE	L.	1.536.125
TOTALE USCITE	»	380.826
ATTIVO ALL'8/XI/1956 . . .	L.	1.155.299

Il Presidente prof. Giuseppe IMBÒ ringrazia i partecipanti al Convegno e quelli che si sono adoperati per la felice riuscita dei lavori ed augurando buon lavoro a tutti specialmente a coloro che si trovano impegnati per le operazioni dell'Anno Geofisico Internazionale dichiara chiuso il VI Convegno.

RIASSUNTI
DELLE COMUNICAZIONI SCIENTIFICHE

1. – A. NORINELLI, « Sulla ' correzione per la gravità ' nelle misure con bilance magnetiche ».

Riassunto: Nei rilievi magnetici di dettaglio l'influenza delle variazioni dell'accelerazione di gravità è praticamente trascurabile nella determinazione delle variazioni del campo magnetico terrestre (c.m.t.) effettuate a mezzo di bilance magnetiche.

Nel caso però di rilevamenti regionali in cui si pretenda elevata precisione o nel caso in cui si vogliano ripetere o istituire, a mezzo di bilance, stazioni magnetiche fondamentali, come già auspicato, non si può fare a meno di tener conto, nella riduzione delle misure, anche della variazione della gravità.

Nella presente Nota viene studiata l'influenza di detta variazione sulle misure sia della componente verticale che della componente orizzontale del c.m.t., al fine di riconoscere la trascurabilità o meno di tale influenza, quando si considerano le variazioni massime che si possono presentare tra la stazione magnetica base e le altre stazioni ad essa collegate.

2. – E. MEDI, « Su alcuni risultati di prospezioni sismiche a Larderello ».

3. – G. IMBÒ, « Considerazioni sulla tensione magmatica ».

4. – E. ROSINI, « Su un indice di rendimento in meteorologia agraria ».

Riassunto: Si sottopone ad un esame critico uno dei caposaldi dell'Ecologia Agraria, il concetto di equivalente meteorologico, e si mostra come a questo possa sostituirsi un indice di rendimento statisticamente corretto.

5. – S. POLLI, « Il livello del mare quale riferimento altimetrico ».

Riassunto: Nelle determinazioni altimetriche si considera quale superficie di riferimento il livello medio del mare, supposto costante; oppure la superficie passante per un dato punto fisso della crosta terrestre.

Dato che il livello medio marino varia col tempo (attualmente esso aumenta gradatamente di 1,2 cm per decennio), il riferimento per-

de ogni significato se non si precisa l'intervallo di tempo dal quale è stato dedotto il livello medio. Anche il caposaldo terrestre è soggetto a lenti spostamenti verticali, per cui le altezze ad esso riferite variano col tempo. È necessario pertanto, in ogni caso, introdurre nella determinazione della superficie di riferimento, in modo effettivo, la variabile tempo.

Ciò premesso si fa la proposta di considerare quali superfici di riferimento, per le determinazioni altimetriche, i livelli medi marini dedotti dai successivi ventenni di ciascun secolo e di attribuire i corrispondenti livelli medi agli anni centrali degli intervalli considerati.

Si avrebbero in tal modo i seguenti fondamentali vantaggi:

a) il riferimento risulterebbe esattamente determinato nello spazio nel tempo;

b) il collegamento con tutti gli altri capisaldi della superficie terrestre risulterebbe esattamente determinato;

c) i livelli medi risulterebbero abbinati con le determinazioni meteoriche e climatiche che sono eseguite su tutta la terra negli stessi intervalli di tempo.

6. – F. Di Benedetto, « Un metodo obiettivo per la determinazione della subsidenza negli anticicloni dinamici ».

Riassunto: Dopo aver accennato alle ricerche principali eseguite da altri Autori sugli anticicloni, si ricava un'espressione analitica per la determinazione obiettiva delle velocità delle correnti verticali discendenti anticicloniche (subsidenza anticiclonica). Questa espressione risulta funzione di parametri noti e facilmente ricavabili dalle carte meteorologiche e da un sol sondaggio termodinamico eseguito in seno all'anticiclone. La formula ottenuta viene poi applicata ad un caso pratico sinottico, utilizzato per l'illustrazione del metodo.

7. – F. Di Benedetto, « Una nota sul vento isallobarico ».

Riassunto: L'equazione del moto orizzontale, dovuto al vento geostrofico e ad un campo di isallobare, in forma vettoriale, conduce ad una espressione del vento isallobarico che può considerarsi come una soluzione intermedia fra quella fornita da Brunt e Douglas e quella di Ertel. L'angolo di deviazione del vento isallobarico dalla direzione del gradiente isallobarico risulta eguale al parametro di Coriolis. Questo risultato concorda, come ordine di grandezza, con quello relativo ai moti con attrito esterno.

8. – E. Rosini, O. Sarrica, « Sulla costituzione dei chicchi di grandine ».

Riassunto: Si svolgono alcune considerazioni sulla formazione dei chicchi di grandine e si mostrano alcuni risultati ottenuti nel corso di una recente campagna di osservazioni dei temporali grandiniferi.

9. – G. Boni, « Rilevamento di un satellite geofisico ».

Riassunto: I satelliti artificiali, di cui è previsto il lancio durante il prossimo Anno Geofisico Internazionale, consentiranno misure parte con strumenti a bordo e radiotrasmesse, parte con rilevamenti goniometrici specie ottici da terra.

Il rilevamento simultaneo da più stazioni interessa specie la geodesia, mentre una sola stazione potrebbe bastare alla determinazione dell'orbita del satellite, se questa non attraversasse la fascia atmosferica; questa origina sensibili variazioni per effetti di resistenza legati alla densità, che è appunto in proposito di misurare. Ne deriva la esigenza di più stazioni, distribuite in latitudine e in longitudine per seguire le variazioni dell'orbita durante un giro e nei successivi.

L'alta velocità del satellite e la relativa vicinanza di esso durante le osservazioni porta a velocità angolari del raggio visuale che si prevedono comprese tra 1° e 10' per ogni secondo di tempo, così il campo di uno strumento fisso verrebbe attraversato in pochi secondi, pertanto l'opportunità di applicare idonei dispositivi di inseguimento agli strumenti usuali, di tipo teodolite o a montatura equatoriale, eventualmente orientabile. Il tempo durante il quale il satellite resta visibile all'osservatore è di pochi minuti, perciò se non si disporrà di attrezzature automatiche, quali camere fotografiche asservite a dispositivi elettronici complessi, i rilevamenti possibili si ridurranno a pochi e forse ad uno solo, e per questo si cercheranno le migliori condizioni, che appariscono essere quelle del passaggio del satellite alla sua culminazione. Questa per latitudine intermedia si verifica sempre circa per uno stesso azimut, che il satellite attraversa con altezza stazionaria, rilevabile con precisione, ed essa è sufficiente per assegnare un piano tangente all'orbita anche se l'azimut corrispondente non è stato rilevato con precisione mediante una fotografia rapida dei cerchi in quello istante, e neanche è sempre richiesta una pari precisione nella misura del tempo di passaggio.

10 – M. Giorgi, « Alcune apparecchiature per lo studio delle proprietà magnetiche delle rocce ».

Riassunto: Si espongono i criteri sui quali è stata basata la progettazione e la costruzione di alcune apparecchiature destinate agli studi delle proprietà magnetiche delle rocce anche a tenue contenuto in ferromagnetici.

Le apparecchiature comprendono:

a) un magnetometro astatico a quarzo di grande sensibilità con accessori per la determinazione sia dei momenti magnetici sia della suscettività che consentono di usare diversi metodi nelle determinazioni stesse;

b) un suscettometro per misure della suscettività di campioni anche in campi debolissimi;

c) un magnetometro ad induzione tipo « rock-generator » per misure di suscettività e momenti magnetici anche per campioni di rocce sedimentarie.

d) un dispositivo per misure di suscettività in funzione della temperatura.

Le apparecchiature sono state ideate per eseguire studi sulle proprietà magnetiche delle rocce e sui fenomeni di termorimanenza specialmente in vista dei problemi del paleomagnetismo.

11. – P. E. Valle, « Sul gradiente di temperatura minimo necessario per la formazione di ' low-velocity layers ' ».

Riassunto: Nella crosta terrestre e nel mantello esterno della Terra esistono « Low-velocity layers » o strati di bassa velocità per le onde sismiche.

La diminuzione della velocità di queste onde può essere attribuita alla temperatura e pertanto si è sviluppata una teoria allo scopo di valutare il gradiente di temperatura minimo necessario alla formazione di detti strati.

La teoria è stata applicata alla astenosfera.

Il gradiente di temperatura minimo necessario alla formazione di uno strato di bassa velocità nell'astenosfera è risultato pari a circa 14°/km per le onde longitudinali e pari a circa 11°/km per le onde trasversali.

Il fatto che il gradiente relativo alle onde trasversali risulti minimo del gradiente relativo alle onde longitudinali, spiega perchè lo spessore dello strato di bassa velocità delle onde trasversali risulti maggiore dello spessore dell'analogo strato delle onde longitudinali.

12. – A. Francaviglia, « Su alcune ricerche a mezzo di sondaggi elettrici fatti in Sicilia dalla C.G.G. ».

Riassunto: L'A. sostiene che i risultati dello studio strutturale di una zona nei dintorni di Caltanissetta e del bacino di Trabia, eseguito per incarico dell'Ente Zolfi Italiani dalla C.G.G., allo scopo di mettere in evidenza l'andamento del tetto della serie gessoso-solfifera, sepolta sotto una copertura di terreni più recenti di potenza varia, sono stati nulli.

Infatti, le trivellazioni di controllo, eseguite in entrambe le zone hanno fornito dati in forte contrasto con le previsioni della C.G.G.

Esaminando la documentazione, piuttosto incompleta, fornita all'Ente dalla predetta Compagnia, l'A. nota che le curve resistività-stesa elettrodica non corrispondono quasi mai a quelle teoriche compatibili con la giacitura della serie stessa: strato resistente compreso fra due strati conduttivi.

Per giustificare la discordanza fra i risultati delle trivellazioni e le proprie previsioni, la C.G.G. ha invocato particolari condizioni di giacitura, che, peraltro, erano ad essa già note, avendo avuto a disposizione un rilevamento geologico di dettaglio alla scala di 1 : 5000.

Queste condizioni avrebbero dovuto sconsigliare l'esecuzione del lavoro, in quanto lasciavano facilmente prevedere che i sondaggi elettrici non avrebbero potuto dare risultati attendibili.

13. – F. Mariani, « Correlazione tra attività solare e densità elettronica ionosferica ».

Riassunto: Da un esame comparato degli elementi dei valori mediani mensili di densità elettronica massima N nello strato F_2, estesa a circa 20 Osservatorî distribuiti tra le latitudini di 43° Sud e 50° Nord per il periodo 1948-1954 (fase decrescente dell'ultimo ciclo solare) si traggono taluni interessanti risultati:

a) La relazione tra gli andamenti a lungo termine di N e del numero R di Wolff, usualmente considerata lineare secondo la relazione

$$N \sim 1 + a R , \qquad (1)$$

appare meglio approssimata da una relazione del tipo

$$N \sim 1 + \beta R + \gamma A \qquad (2)$$

ove A indica un altro parametro legato all'attività solare che sembra possa identificarsi con l'area A_F dei filamenti di idrogeno osservati sul disco solare.

b) Usando la (1) i valori di α appaiono sensibilmente più grandi nell'emisfero Nord che nell'emisfero Sud, tanto più quanto più cresce la latitudine Nord. Assumendo invece la (2) si ottengono valori di β sensibilmente uguali nei due emisferi mentre la asimetria, sempre nello stesso senso, si trasferisce ai coefficienti γ.

c) Isolando la componente N_{12} di densità elettronica di periodo 12 mesi e studiando le correlazioni tra le variazioni dei valori mensili di $N - N_{12}$ e dei valori mensili di R e di A_F rispetto ai rispettivi valori medi, si ottengono coefficienti di correlazione parziale sensibilmente uguali nei due emisferi nel caso di R mentre quelli relativi ad A_F, molto piccoli nell'emisfero Sud, sono notevolmente maggiori nell'emisfero Nord.

In conclusione sembra di poter affermare la presenza di qualche causa ionizzante interessante maggiormente o essenzialmente l'emisfero Nord, poco o affatto correlata con il numero di Wolff; le ipotesi che si possono fare per spiegare i fatti riscontrati sono, allo stato attuale, quasi soltanto speculative.

14. – F. Mariani, « Effetti non stagionali nella densità elettronica dello strato F_2 ».

Riassunto: In connessione con la ricerca delle correlazioni tra attività solare e densità elettronica nella ionosfera, si è potuta confermare la presenza di una netta e sistematica asimmetria di comportamento della densità elettronica dello strato F_2 nei due emisferi: la componente di periodo 12 mesi N_{12}, isolata dalla successione dei valori mediani mensili della densità elettronica massima, presenta un andamento press'a poco in identica fase alle ore 12 circa tra le latitudini di 50° N e circa 35° S; alle ore 00, invece, la fase subisce un brusco cambiamento di 180° al passaggio dell'equatore. Tale comportamento può spiegarsi almeno a prima vista e grossolanamente, assumendo la presenza, accanto alla « normale » componente di ionizzazione a carattere stagionale, di una componente « annuale », a quella sovrapposta, avente pure periodo di un anno ma in identica fase nei due emisferi.

L'analisi dettagliata di N_{12} mostra come improbabile l'ipotesi che la componente « annuale » vada attribuita ad un agente ionizzante esterno al sistema solare oppure alla variazione « annuale » della distanza Sole-Terra maggiore d'estate e minore d'inverno; non senza fondamento appare invece l'ipotesi che le rilevate asimmetrie possano essere dovute ai movimenti di marea nella ionosfera.

15. – F. Mariani, « Oscillazioni di marea nell'atmosfera ».

Riassunto: Come è noto, le oscillazioni di marea nell'atmosfera sono attribuite a un fenomeno di risonanza dell'atmosfera stessa, indotto dal Sole e, in minore misura, dalla Luna. Tenuto conto di questo fatto ed estendendosi le oscillazioni fino alle regioni ionosferiche, appare interessante studiare l'effetto provocato dalla considerazione della variabilità con la quota della accelerazione di gravità, la quale in tutte le trattazioni finora date viene assunta costante.

Dai primi risultati parziali, ottenuti per un modello di atmosfera a « scala delle altezze » costante con la quota, appare evidente che, per la forma stessa della soluzione, delle equazioni che governano le oscillazioni di marea, possono aversi differenze non trascurabili tra le ampiezze delle oscillazioni di pressione nei due casi in cui l'accelerazione di gravità g è variabile con la quota oppure costante e differenze forse maggiori sul livello a cui tali oscillazioni cambiano di segno.

16. – O. De Pasquale, « La rete attinometrica del Servizio Meteorologico A. M. Italiano – Risultati del primo anno di misura della radiazione globale ».

Riassunto: Si dà notizia della istituzione della rete attinometrica italiana da parte del Servizio Meteorologico dell'Aeronautica Militare, costituita finora da 25 Stazioni, dislocate nelle stesse località ove hanno già sede Stazioni meteorologiche dello stesso Servizio.

L'A. dopo avere esaltato l'importanza di un tale servizio, che colma una non lieve lacuna nell'organizzazione meteorologica nazionale, pur tenendo in debito conto la non ancora raggiunta perfezione strumentale unita a semplicità di manovra e di spoglio, riporta una serie di tabelle di grafici e di cartine sinottiche relativi ai dati del primo anno di osservazioni (luglio 1954-giugno 1955) ed indica in maniera preliminare alcune delle applicazioni che possono esser fatte.

Gli strumenti registratori adoperati sono del tipo bimetallico a marcia giornaliera (Robitizsch), in via di ulteriori perfezionamenti, co-

struiti dalla Ditta S.I.A.P. di Bologna, ma la Stazione dell'Osservatorio A. M. di Messina, cui è stato assegnato provvisoriamente il compito del controllo e della elaborazione dei dati, dispone già di un registratore Eppley-Brown, di un Pireliometro di Angström e di un Solarimetro di Kipp e Zonen a lettura diretta.

Il programma relativo alla utilizzazione di detta rete non è limitato alla parte bio-climatologica, ma è diretto specialmente allo studio e allo sviluppo dei metodi di lavoro che possano trovare nuove e valide applicazioni anche nel campo dell'analisi sinottica e previsionistica a varie scadenze.

Ciò giustifica anche il fatto che di detta istituzione si sia reso promotore il Servizio Meteorologico dell'Aeronautica.

17. – R. Cialdea, « La diffusione secondaria durante le eclissi totali di sole ».

Riassunto: Si riferisce su alcune osservazioni dello stato di polarizzazione eseguite in occasione delle eclissi totali di sole del 25/II/1952 e 30/VI/1954.

Allo scopo di verificare le ipotesi della teoria di Hurion si calcola l'effetto della illuminazione prodotta dalle regioni dell'atmosfera situate al difuori della zona di totalità.

Dal confronto tra i risultati sperimentali e quelli teorici si riscontra, nel caso dell'eclisse di Khartoum, che non può essere trascurato il contributo dovuto all'albedo della superficie terrestre. Si calcola perciò l'illuminamento prodotto da una superficie piana diffondente che segna la legge di Lambert e si verifica che esso può in alcuni casi raggiungere un valore notevole.

La teoria di Hurion quindi deve essere completata tenendo conto anche dell'albedo.

Direttore: Prof. ENRICO MEDI

Prof. Pietro Caloi - *Responsabile*

Tipografia Pio X – Roma – Via degli Etruschi, 7